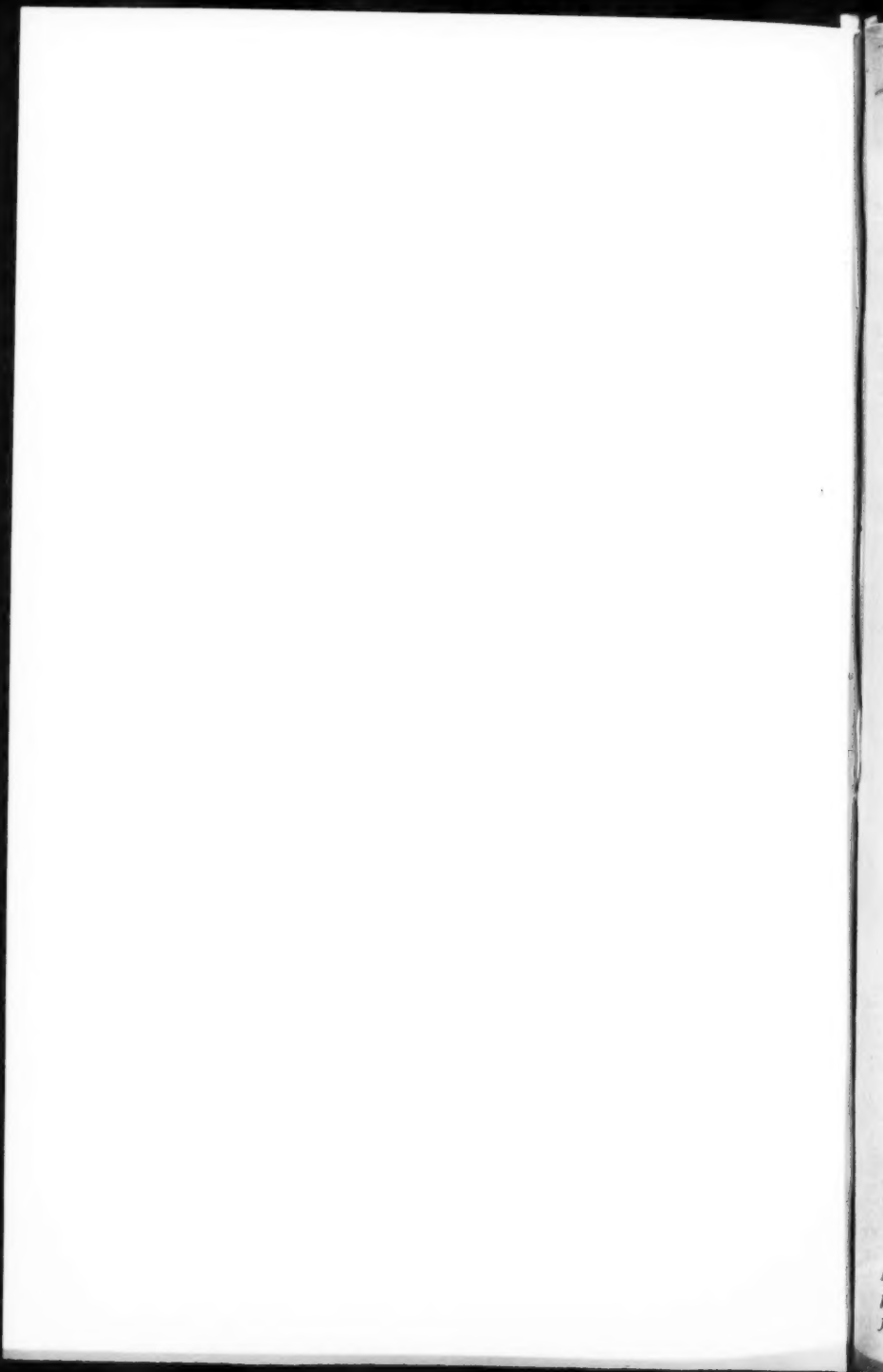


ANNALEN DER PHYSIK

FÜNFTE FOLGE

BAND 3



Physics Lib.

5. FOLGE, 1929, BAND 3, HEFT 1

OCT 25 1929

ANNALEN DER PHYSIK

Gegründet 1799 durch F. A. C. Gren und fortgeführt durch L. W. Gilbert, J. C. Poggendorff, G. und E. Wiedemann, P. Drude, W. Wien

Der ganzen Reihe 395. Band

Kuratorium:

F. Paschen M. Planck R. Pohl
A. Sommerfeld M. Wien E. Warburg

Unter Mitwirkung
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
herausgegeben von

E. GRÜNEISEN, Marburg/L.

M. PLANCK, Berlin



LEIPZIG / VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

Im Jahre 1929 erscheinen die Bände 1, 2 und 3 mit je 8 Hefen. Der Abonnementspreis beträgt pro Band Rm. 28.— zuzüglich Rm. 1.40 für Porto bei direkter Zusendung für das Inland und Rm. 2.— für das Ausland. Redaktionsschluß am 2. Oktober 1929.

Inhalt

	Seite
S. Meiring Naudé-Berlin-Charlottenburg, Die Quartettstruktur des ersten Funkenspektrums des Quecksilbers, Hg II. (Mit 2 Figuren)	1
Yutaka Takahashi-Tohoku (Japan), Die ersten Funkenspektren von Zink und Cadmium. (Mit 1 Figur).	27
Yutaka Takahashi-Tohoku (Japan), Die Leuchtanregung im negativen Glimmlicht einer Heliumentladung.	49
Karl Reicheneder-München, Zur magnetischen Suszeptibilität der Halogenionen. (Mit 1 Figur)	58
D. Nasledow und P. Scharawsky-Kiew, Ionisation fester Dielektriken durch Röntgenstrahlen (Untersuchungen an Ceresin). (Mit 11 Figuren)	63
Nikolaus Embirikos-München, Über die Einwirkung von Kanalstrahlen auf Alkalichloride. (Mit 8 Figuren).	91
Angelika Székely-Graz, Experimentelle Untersuchung über die Leitfähigkeit ionisierter Luft bei Hochfrequenz. (Mit 8 Figuren)	112

Die Redaktion der Annalen wird von den auf der Titelseite genannten Herren besorgt. Es wird gebeten, Manuskripte an Herrn **Geh.-Rat Prof. Dr. E. Grönlund, Marburg/L., Malnzer Gasse 33**, einzusenden.

Die Redaktion bittet, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Für die Aufnahme von Dissertationen gelten besondere Bedingungen, welche vom Verlag bekanntgegeben werden.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Mitglieder der Deutschen Physikalischen Gesellschaft können die Annalen zu einem Vorzugspreis beziehen.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Den zur Veröffentlichung eingereichten Abhandlungen ist die Mitteilung beizufügen, daß eine Publikation an anderer Stelle nicht erfolgt ist.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

Bei den **Zitaten** wolle man die Abkürzungen der Zeitschriftentitel nach dem Verzeichnis wählen, welches jedem Jahrgang der „Physikalischen Berichte“ vorangestellt ist.



ANNALEN = DER PHYSIK

Gegründet 1799 durch F. A. C. Gren und fortgeführt durch L. W. Gilbert, J. C. Poggendorff, G. und E. Wiedemann, P. Drude, W. Wien

5. Folge, Band 3
Der ganzen Reihe 395. Band

Kuratorium:

F. Paschen	M. Planck	R. Pohl
A. Sommerfeld	M. Wien	E. Warburg

Unter Mitwirkung
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
herausgegeben von

E. GRÜNEISEN, Marburg/L.
M. PLANCK, Berlin



I 9 2 9

LEIPZIG / VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH



Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

Inhalt

Fünfte Folge. Band 3

Erstes Heft

	Seite
S. Meiring Naudé-Berlin-Charlottenburg, Die Quartettstruktur des ersten Funkenspektrums des Quecksilbers, Hg II. (Mit 2 Figuren)	1
Yutaka Takahashi-Tohoku (Japan), Die ersten Funkenspektren von Zink und Cadmium. (Mit 1 Figur)	27
Yutaka Takahashi-Tohoku (Japan), Die Leuchtanregung im negativen Glimmlicht einer Heliumentladung	49
Karl Reicheneder-München, Zur magnetischen Suszeptibilität der Halogenionen. (Mit 1 Figur)	58
D. Nasledow und P. Scharawsky-Kiew, Ionisation fester Dielektriken durch Röntgenstrahlen (Untersuchungen an Ceresin). (Mit 11 Figuren)	63
Nikolaus Embirikos-München, Über die Einwirkung von Kanalstrahlen auf Alkalichloride. (Mit 8 Figuren)	91
Angelika Székely-Graz, Experimentelle Untersuchung über die Leitfähigkeit ionisierter Luft bei Hochfrequenz. (Mit 8 Figuren)	112

Redaktionsschluß am 2. Oktober 1929

Zweites Heft

H. Bethe-Stuttgart, Termauftspaltung in Kristallen. (Mit 8 Figuren)	133
Ostap Stasiw-Gießen, Messungen des bei der Totalreflexion in das zweite Mittel eindringenden Lichtes. (Mit 7 Figuren) . .	209
F. Klaiber-Erlangen, Elektrisches und optisches Verhalten von Halbleitern. I. Halleffekt und Leitfähigkeit des Schwefelsilbers. (Mit 7 Figuren)	229
Gustav Barth-Dresden, Einfluß der Entgasung der Kathode auf den Kathodenfall. (Mit 6 Figuren)	253

	Seite
G. J. Sizoo - Eindhoven, Über die effektive und die reversible Permeabilität. (Mit 5 Figuren)	270
Berichtigung zu der Arbeit Bd. 1, S. 497, 1929: H. Feder - Würzburg, Beitrag zur h -Bestimmung	276

Redaktionsschluß am 8. Oktober 1929

Drittes Heft

Anton Eisl-München, Über die Ionisierung von Luft durch Kathodenstrahlen von 10—60 kV. (Mit 17 Figuren)	277
E. Waetzmann und V. Schneeweiß-Breslau, Messung und Berechnung von Eigenfrequenzen an einem System gekoppelter Kontinua. (Mit 6 Figuren)	314
Otto Gaertner-Bonn, Die Ionisierung der Halogene (außer Fluor) und ihrer CH_3 -Verbindungen durch Röntgenstrahlen. (Mit 1 Figur)	325
A. Pützer-München, Wirkung eines Magnetfeldes auf die Dielektrizitätskonstante von Gasen. (Mit 7 Figuren)	333
Chr. Füchtbauer und H. W. Wolff-Rostock, Messung von Intensitätsverhältnissen in der Hauptserie des Cäsiums. (Mit 3 Figuren)	359
Chr. Gerthsen-Kiel, Prüfung des Feldverlaufes an der K-Schale mittels H-Strahlen. (Mit 11 Figuren)	373
Max Trautz und Walter Ludewigs-Heidelberg, Die Reibung, Wärmeleitung und Diffusion in Gasmischungen. VI. Reibungsbestimmung an reinen Gasen durch direkte Messung und durch solche an ihren Gemischen	409
Richard Gans-Königsberg, Berichtigung zu meiner Arbeit über „Diffusion nichtkugelförmiger Teilchen“. (Mit 1 Figur)	429

Redaktionsschluß am 30. Oktober 1929

Viertes Heft

Johannes Picht-Neubabelsberg bei Potsdam, Beitrag zur Theorie der Totalreflexion. (Mit 7 Figuren)	433
E. Rupp-Berlin-Reinickendorf, Über Elektronenbeugung an Ionenkristallen. (Mit 5 Figuren)	497
G. Szivessy und A. Dierkesmann-Bonn und Münster, Zur Kenntnis der Dispersion des elektrooptischen Kerreffektes im Ultraviolett. (Mit 10 Figuren)	507
C. Ramsauer und R. Kollath-Berlin-Reinickendorf, Über den Wirkungsquerschnitt der Edelgasmoleküle gegenüber Elektronen unterhalb 1 Volt. (Mit 21 Figuren)	536

Redaktionsschluß am 6. November 1929

Fünftes Heft

Seite

O. Halpern und Th. Sexl-Wien, Zur Theorie des normalen Zeemaneffekts	565
R. Seeliger und Th. Handt-Greifswald, Über die Ungeordnetheit der Elektronenbewegung in Gasen. (Mit 2 Figuren) . .	575
A. Magnus und H. Holzmänn-Frankfurt a. M., Untersuchungen über die spezifischen Wärmen von Tantal, Wolfram und Beryllium zwischen 100 und 900° C. (Mit 6 Figuren) . . .	585
Emil Bodemann-Dresden, Über eine Steuerung des glühelektrischen Stromes oxydbedeckter Metallfolien durch Bestrahlung mit ultravioletttem Licht. (Mit 7 Figuren)	614
Carl Wagner-Jena, Über die thermodynamische Behandlung stationärer Zustände in nicht isothermen Systemen. (Mit 4 Figuren)	629
J. Th. Groosmüller und C. Lakeman-Amsterdam, Über interferometrische Messungen. (Mit 2 Figuren)	688
Johannes Laß-Kiel, Methode zur Messung der Polarisation bei Elektronenstoßleuchten. (Mit 7 Figuren)	701

Redaktionsschluß am 23. November 1929

Sechstes Heft

Iwao Kobayashi-Sendai (Japan), Die Beugung gedämpfter elektrischer Wellen an einem dielektrischen Zylinder. (Mit 2 Figuren)	721
Franz Preisach-Berlin-Charlottenburg, Untersuchungen über den Barkhausen-Effekt. (Mit 16 Figuren und 13 Oszillogrammen)	737
E. Litzenberger-Frankfurt a. M., Die optischen Konstanten einer Kohle im infraroten Gebiet	800
J. Malsch-Köln a. Rh., Widerstands- und Kapazitätsmessungen durch Kondensatorentladungen, mit einer Anwendung auf die Messung von Dielektrizitätskonstante und Leitfähigkeit sehr verdünnter Lösungen. (Mit 6 Figuren)	803
Berthold Wrede-Düsseldorf, Ist das kontinuierliche Spektrum des Unterwasserfunkens Temperaturstrahlung? (Mit 7 Figuren)	823
E. Lau und O. Reichenheim-Charlottenburg, Untersuchungen über Gasentladung in Wasserstoff. I. (Mit 4 Figuren) . . .	840

Redaktionsschluß am 4. Dezember 1929

Siebentes Heft

Otto Klemperer-Kiel, Einzelstreuung einzelner Elektronen. (Mit 5 Figuren)	849
A. van Wyk-Eindhoven, Die orientierenden Einflüsse von Magnetfeld, Wand und gegenseitiger Wechselwirkung auf die Schwärme des flüssig-kristallinen p-Azoxyanisols. (Mit 9 Figuren)	879

	Seite
Ronold King-Ithaca New York (USA.), Über die Form der Resonanzkurven bei stehenden elektrischen Drahtwellen. (Mit 1 Figur)	934
W. Lochte-Holtgreven und G. H. Dieke-Groningen, Über die ultravioletten Banden des neutralen Sauerstoffmoleküls. (Mit 7 Figuren)	937
Alfons Bühl-Heidelberg und Freiburg i. Br., Wasserfallelektrische Wirkung im Vakuum. (Mit 6 Figuren)	978
Sven Benner-Stockholm, Über die Veränderung der Dielektrizitätskonstante eines sehr verdünnten Gases durch Elektronen	993
H. Schlechtweg-Neu-Isenburg b. Frankfurt a. M., Ein Beitrag zur Theorie der nicht vollkommen elastischen Körper . . .	997

Redaktionsschluß am 18. Dezember 1929

Achstes Heft

Klaus Sixtus-Schenectady New York (USA.), Untersuchungen über Sekundäremission. (Mit 19 Figuren)	1017
R. Peierls-Zürich, Zur kinetischen Theorie der Wärmeleitung in Kristallen. (Mit 1 Figur)	1055
Max Trautz-Heidelberg, Die Reibung, Wärmeleitung und Diffusion in Gasmischungen. VII. Zusammenhänge mit den homogenen Gasreaktionen	1102
August Glaser-München, Über die beim Diamagnetismus der Gase gefundene Anomalie. V. Mitteilung. Zur Kritik der Methode I. (Mit 7 Figuren)	1119
Berichtigung zu der Arbeit von E. Lau u. O. Reichenheim	1136

Redaktionsschluß am 23. Dezember 1929

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE, 1929, BAND 3, HEFT 1

Die Quartettstruktur des ersten Funkenspektrums des Quecksilbers, Hg II¹⁾

Von S. Meiring Naudé

(Mit 2 Figuren)

I. Einleitung

Weil Quecksilber so leicht sauber herzustellen ist, und eine Quecksilberlichtquelle sehr bequem zu handhaben ist, wird es sehr viel im spektroskopischen Laboratorium benutzt. Quecksilber wird auch häufig angewandt für die experimentelle Aussage über die Vorgänge²⁾, die im Atom vor sich gehen. Es ist daher sehr wichtig, daß die Spektralgesetze des Quecksilbers genau untersucht werden.

Das Bogenspektrum des Quecksilbers³⁾ ist schon seit längerer Zeit bekannt, während die gewöhnliche Dublettstruktur des ersten Funkenspektrums erst vor kurzem durch die Arbeiten von Carroll⁴⁾ und vor allem von Paschen⁵⁾ vollständig bekannt geworden ist. Inzwischen sind auch einige Multipletts des zweiten Funkenspektrums des Quecksilbers Hg III von McLennan, McLay und Crawford⁶⁾ gefunden worden. Trotzdem blieben noch viele starke Linien, die von Paschen angegeben wurden, unerklärt. Das Vorhandensein dieser Linien läßt vermuten, daß außer dem Dublettsystem noch ein Termsystem besteht, welches ebenfalls dem einfach ionisierten Quecksilberatom zuzuordnen ist. Diese Vermutung wird

1) Vorgetragen in der Sitzung der „British Association for the Advancement of Science“ in Johannesburg, Südafrika.

2) Vgl. z. B. E. Gaviola, Phil. Mag. (7) **6**. S. 1154. 1928; und die Arbeiten von Fuchtbauer, Wood, Franck, Pringsheim u. a.

3) F. Paschen-Götze, Seriengesetze der Linienspektren. S. 16. Springer, 1922.

4) I. A. Carroll, Phil. Trans. Roy. Soc. A. **225**. S. 441. 1926.

5) F. Paschen, Berichte d. Preuß. Akad. d. Wiss. **32**. S. 536. 1928.

6) J. C. McLennan, A. B. McLay und M. F. Crawford, Trans. Roy. Soc. Canada (3) **22**. S. 247. 1928.

sehr wahrscheinlich gemacht durch die von Paschen gefundenen $^2D_{3/2, 5/2}$ -Terme, die starke Linien mit den Termen des Dublett-systems geben, selbst aber gar nicht dazu gehören. Im folgenden wird die Arbeit von Paschen fortgesetzt.

II. Experimentelles

Mittels einer Glimmentladung mit Gleichstrom in einer Röhre, die mit einem Hohlzylinder aus Kohle versehen ist und Quecksilber in Gegenwart von Helium enthält, ist es Paschen gelungen, die Dublettstruktur des ersten Funkenspektrums des Quecksilbers zu photographieren und zu analysieren. Das fragliche Spektrum tritt im negativen Glimmlicht im Inneren der Zylinderkathode auf. Dabei zeigt es sich, daß die Linien niedriger Anregung in Gegenwart von Helium verstärkt werden, während in reinem Quecksilberdampf die Linien höherer Anregung stärker erscheinen. Gerade die Linien, die noch nicht eingeordnet sind, werden in reinem Quecksilberdampf merklich verstärkt. In dieser Form aber erlosch die Entladung nach kurzer Zeit. Deshalb mußte eine besser geeignete Anordnung der Lichtquelle gefunden werden.

Es wurde zuerst ein Abreibbogen im Vakuum versucht, wobei Ströme bis 50 Amp. bei ungefähr 30 Volt Spannung zur Anwendung kamen. Die Lichtquelle enthielt aber nur die wichtigsten Linien des Hg II-Spektrums. Ferner war es sehr schwierig, den kontinuierlichen Grund bei den Aufnahmen zu vermeiden. Die Anordnung hatte auch wenig Wert für spektroskopische Zwecke, da es nicht möglich war, eine ruhige Entladung zu haben.

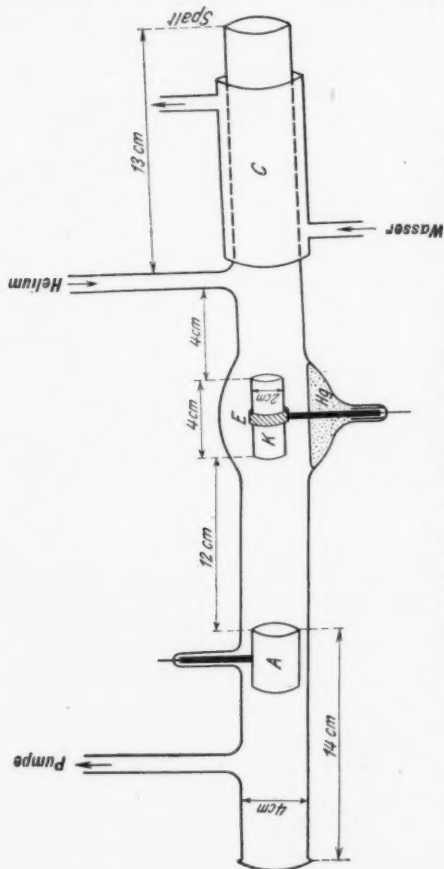
Da die Röhre in der Form, die von Paschen angewandt wurde, reiche Serienentfaltung zeigt und daher die beste Gelegenheit für eine weitgehende Analyse bietet, wurde versucht, die Bedingungen zu finden, die es ermöglichen würden, eine Entladung für einige Zeit in reinem Quecksilberdampf aufrecht zu erhalten. Dies gelang mit weiteren Kathodenzyklindern. Es wurden drei Röhren, die mit Kohlezylindern verschiedener Größe (Durchmesser 20, 32 bzw. 38 mm und Länge 36, 60 bzw. 75 mm) versehen waren, untersucht. Die Röhre wurde in einem Kreislauf mit einer Quecksilberdiffusionspumpe, einem Puffer-volumen, das auch als Heliumbehälter diente, und einer Kohlen-falle, die in flüssiger Luft gekühlt werden konnte, eingebaut.

Die Röhren unterschieden sich von der von Paschen benutzten dadurch, daß jede zwei Zuleitungen hatte, die mit Hähnen verschließbar waren und mittels Normalschliffen mit dem Rest der Apparatur verbunden und davon getrennt werden konnten. Die Röhren konnten daher ausgewechselt werden. Die ganze Apparatur konnte mit einer zweiten Pumpe evakuiert werden.

Das Reinigen einer Röhre erfolgte durch Zirkulation des Heliums über die in flüssiger Luft gekühlte Kohle, während der Kohlezylinder durch Anwendung von größeren Stromstärken als gewöhnlich geglüht wurde. Es erwies sich als notwendig, auch die Anode aus Eisenblech am Anfang, wenn sie vorher noch nicht gebraucht wurde, auszuglühen, da sonst immer Gase abgegeben wurden, die die Röhre verunreinigten. Dies wurde dadurch erreicht, daß das Eisenblech für eine gewisse Zeit als Kathode geschaltet wurde. Auf diese Weise konnte die Röhre in vier Stunden gereinigt werden.

Bei Anwendung der Kathode von mittlerer Größe und einer Spannung von 5000 Volt Gleichstrom war es möglich, eine Entladung in reinem Quecksilberdampf, der durch die Hitze der glühenden Kathode fortdauernd neugebildet wurde, bis sechs Stunden aufrecht zu erhalten. Die Röhre wurde dadurch von Fremdgasen gereinigt, daß der Zuleitungshahn für Helium geschlossen wurde, während die Röhre dauernd mit der Diffusionspumpe ausgepumpt wurde. So erreichte man, daß das Leuchten nur Quecksilberlinien enthielt. Selbst die Kohlelinien verschwanden, auch bei glühender Kathode, nachdem die Röhre einige Zeit im Betrieb war, und es zeigte sich, daß die uningeordneten Linien merklich verstärkt wurden. Beim Erlöschen des Leuchtens mußte immer wieder Helium zugelassen werden, um die Entladung zu zünden. Hierbei wurde gewöhnlich mit kleineren Stromstärken (etwa 80 mA) angefangen und, wenn die Heliumzufuhr gesperrt wurde, während dauernd ausgepumpt wurde, mußte die sinkende Stromstärke durch Verkleinern des Wasserwiderstandes, der im Stromkreis eingeschaltet war, kompensiert werden. Da der Kohlezylinder während der Aufnahme glühte, und die 1 cm entfernte Glaswand durch die ausgestrahlte Hitze zu warm wurde, wurde eine Wasserkühlung angebracht. Hierdurch wurde weiter erreicht, daß das Quarzfenster gar nicht mit Quecksilber beschlagen

wurde. Da die Röhre senkrecht stand, mußte das Licht mittels eines Quarzprismas horizontal gemacht werden. Die Spektren wurden dann mit einem Glas-Wellenlängen-Spektrographen



A Anode (Eisenblechring), K Kathode (Hohlzylinder aus Kohle)
in Eisenring E gefaßt, C Wasserkühlung

Fig. 1

von Hilger, einem Quarzspektrographen von Schmidt und Haensch, einem Quarzspektrographen (E 315) von Hilger sowie mit einem $1\frac{1}{2}$ m-Konkavgitter photographiert.

Um die Linien höherer Anregung von denen niedriger Anregung zu unterscheiden, wurden die Aufnahmen in reinem

Quecksilberdampf mit Aufnahmen des Quecksilberleuchtens in Gegenwart von Helium verglichen. Für die letzteren Aufnahmen zeigte sich der kleinste Kohlezylinder, dessen Größe ungefähr mit den Angaben von Paschen übereinstimmt, am besten geeignet.

Es erwies sich als notwendig, das Spektrum auch im Schumanngebiet zu verfolgen. Hierzu wurde eine Röhre konstruiert (vgl. Fig. 1), bei der der Hohlzylinder aus Kohle *K*, der wieder als Kathode diente, waagrecht 20 cm vor dem Spalt lag und in einem Eisenring gehalten wurde. Die Zuführung des Stromes geschah durch einen 5 mm dicken Eisenstab der in dem in der Ausbuchtung der Röhre angebrachten Quecksilber stand. Die Wärme der glühenden Kathode wurde dem Quecksilber durch den Eisenstab zugeführt, und dadurch wurde fortdauernd Quecksilberdampf neugebildet. Dadurch, daß die Röhre nach den beiden Enden etwas schief nach oben gebogen wurde, wurde erreicht, daß das an der Glaswand kondensierte Quecksilber immer zurückfließen konnte. Trotzdem war es bei dieser Anordnung notwendig, immer eine Spur Helium durch die Röhre zirkulieren zu lassen, sonst erlosch die Entladung nach einiger Zeit. Die Beobachtung des Spektrums mit einem Wellenlängenspektroskop ergab aber, daß bei größerer Stromstärke (etwa 100 MA) das Spektrum fast genau dasselbe Aussehen wie in reinem Quecksilberdampf hat. Das Spektrum wurde mit dem 1-m-Vakuumspektrographen nach Sawyer¹⁾ photographiert. Ein 12 cm langer Wassermantel vermied, daß der Spalt mit Quecksilber beschlagen wurde.

III. Theoretisches

Nach der Bohrschen Theorie des periodischen Systems kann man erwarten, daß das erste Funkenspektrum des Quecksilbers den Bogenspektren des Goldes und des Kupfers ähnlich sein wird. Das Bogenspektrum des Goldes ist durch eine Arbeit von McLennan und McLay²⁾ untersucht worden und außer dem gewöhnlichen Dublettsystem³⁾ sind verschiedene Terme des zweiten Termsystems gefunden worden. Viel besser bekannt

1) R. A. Sawyer, Journ. Opt. Soc. of America 15. S. 305. 1927.

2) J. C. McLennan u. A. B. McLay, Proc. Roy. Soc. A. 112, S. 95. 1926.

3) V. Thorsen, Naturwiss. 11. S. 500. 1923.

Tabelle 1
Elektronenanordnung in Hg^{++}

n_s	1s 2s 2p	3s 3p 3d	4s 4p 4d 4f	5s 5p 5d 5f 5g	6s 6p 6d 6f 6g 6h	7s	Terme	Term des Hg^{++} - Spektrums als Serienbegrenze
Typ A	2 2 6	2 6 10	2 6 10 14	2 6 10	(1) (1) (1) (1) (1)		$2S^*$ $2P^*$ $2D^*$ $2F^*$ $2G^*$ $2H^*$	$1S$
Typ B				2 6 9	1(1) 1 (1) 1 (1)		$2D^{1*}$ $4P^* 4D^* 4F^* 4G^*$ $2P^* 2D^* 2F^* 2G^*$ $4S^* 4P^* 4D^{3*} 4F^* 4G^*$ $2S^* 2P^* 2D^3 2F^* 2G^*$	$3D$ $3D$ $1D$ $3D$ $1D$
Typ C				2 6 9	1	(1)	$2D$ $4D^{\frac{1}{2}}$	$3D$

Die mit * bezeichneten Terme sind von Paschen gefunden worden, die mit $\frac{1}{2}$ bezeichneten werden in dieser Arbeit angegeben. Die anderen sind noch unbekannt.

ist das Bogenspektrum des Kupfers durch die Arbeiten von Shenstone¹⁾, Beals²⁾ und Sommer³⁾.

Bei Gold und bei Kupfer kommen als zweittiefste die $^2D_{3/2, 5/2}$ -Terme vor, also ähnlich wie beim Hg^+ . Auch die Dublettstrukturen sind in den drei Fällen ganz ähnlich. Da man im Falle von Kupfer imstande war, die Quartettstruktur des zweiten Termsystems mit Zeemaneffekten zu bestätigen und dies im Falle von Quecksilber wegen zu geringer Intensität der Lichtquelle sehr schwierig sein wird, wird der Vergleich mit dem Kupferspektrum im folgenden sehr häufig angewandt werden, um die Einordnung zu bestätigen.

In Tab. 1 werden die tieferen Terme des ersten und zweiten Termsystems des Hg^+ , die nach Pauli⁴⁾, Heisenberg⁵⁾ und Hund⁶⁾ zu erwarten sind, angegeben. Diese Terme entstehen durch die angedeuteten Elektronanordnungen. Das eingeklammerte Elektron ist in jedem Fall das Leuchtelektron. In der letzten Spalte sind die Terme des Hg^{++} angegeben, gegen die die erwarteten Terme konvergieren. Wichtig hierbei ist, daß die 3D - und 1D -Terme des Hg III schon von McLennan, Mc Lay und Crawford gefunden worden sind.

IV. Die Resultate

Beim Ausmessen der photographischen Aufnahmen der Spektren wurden als Normalen die Heliumlinien und die Quecksilberlinien nach Stiles⁷⁾ und im Vakuumgebiet die Quecksilberlinien von Paschen genommen. Da die schwächeren Linien bisher wegen geringer Intensität nur mit Prismenspektrographen photographiert werden konnten, sind die Messungen der Wellenlängen nicht so genau wie man sie für eine sehr weitgehende Analyse braucht. Die Wellenlängen wurden nach der Hartmannschen Formel berechnet.

Im äußersten Ultraviolett (λ von 2600 bis 2200 ÅE), wo eine Dispersion von 5 bis 9 ÅE/mm verfügbar war, konnten

1) Allen G. Shenstone, Phys. Rev. (2) 28, S. 449. 1926.

2) C. S. Beals, Proc. Roy. Soc. A. 111, S. 168. 1926.

3) L. A. Sommer, Ztschr. f. Phys. 39, S. 711. 1926.

4) W. Pauli jr., Ztschr. f. Phys. 31, S. 765. 1925.

5) W. Heisenberg, Ztschr. f. Phys. 32, S. 841. 1925.

6) F. Hund, Ztschr. f. Phys. 33, S. 345. 1925.

7) H. Stiles, Astrophys. Journ. 30, S. 48. 1909.

Tabelle 2

Intensität	Wellenlänge in ÅE	Wellenzahlen in cm^{-1}	Neue Termwerte	Bezeichnung
8	2303,50	43398,8	1370,0	$2p_2 - 9d_2$
5	2289,69	43660,5	1108,4	$2p_2 - 10d_2$
3	2279,58	43854,5	914,4	$2p_2 - 11d_2$
2	2272,01	44000,3	768,6	$2p_2 - 12d_2$
1,5	2266,01	44116,7	652,2	$2p_2 - 13d_2$
1	2261,30	44208,9	560,0	$2p_2 - 14d_2$
0,5	2257,54	44282,3	486,6	$2p_2 - 15d_2$
0	2254,38	44344,3	424,6	$2p_2 - 16d_2$
5	2315,23	43179,0	1589,9	$2p_2 - 8s$
3	2298,01	43502,5	1266,4	$2p_2 - 9s$
2	2285,76	43735,6	1033,3	$2p_2 - 10s$
1	2276,62	43911,2	857,7	$2p_2 - 11s$
0	2269,76	44043,8	725,1	$2p_2 - 12s$
6	2376,71	42962,1	2706,8	$2p_2 - 6s$
2	2338,54	42748,6	2020,3	$2p_2 - 7s$
0	2313,99	43202,1	1566,8	$2p_2 - 8s$

Tabelle 3

Inten- sität	Wellen- längen in ÅE	Wellen- zahlen in cm^{-1} (beob.)	Bezeichnung der Kombination	Wellen- zahlen in cm^{-1} (ber.)	Neue Terme
0,5	2240,74	44614,2	$2^2S - 6^2P_2$	44615	
5	2649,79	37727,6	$3^2P_1 - 9^2D_2$	37727,4	$9^2D_2 = 5254,4$
4	2582,14	38716,0	$3^2P_1 - 10^2D_2$	38716	$10^2D_2 = 4266$
1	2498,44	40012,9	$3^2P_1 - 12^2D_2$	40013	$12^2D_2 = 2969$
0	2471,76	40444,9	$3^2P_1 - 13^2D_2$	40445	$13^2D_2 = 2537$
3	2933,17	34082,9	$3^2P_2 - 9^2D_3$	34083	$9^2D_3 = 5227$
1	2851,02	35064,9	$3^2P_2 - 10^2D_3$	35065	$10^2D_3 = 4245$
1	3284,65	30435,9	$X(P_2) - 6^2D_2$	30438	$9^2F_3 = 5511$
1	2986,62	33473,0	$X - 7^2D_2$	33471	
2	2733,24	36575,8	$Y(P_2) - 7^2D_2$	36574	
1	2592,06	38567,8	$Y - 8^2D_2$	38567,2	
1	2502,96	39940,7	$Y - 9^2D_2$	39939,6	
0,5	2442,51	40929,1	$Y - 10^2D_2$	40928	
3	2501,24	39968,1	$Y - 9^2D_3$	39967	
1	2451,32	40782,0	$Z(P_1) - 8^2D_2$	40783,2	
0,5	2371,41	42156,1	$Z - 9^2D_2$	42155,6	
3	2450,98	40787,6	$3^2D_2 - 9^2F_3$	40786	
5	4522,68	22104,6	$B(D_2) - 8^2F_3$	22104	
2	4239,31	23582,1	$B - 9^2F_3$	23582	
2	3201,36	31227,7	$2^2S - 4^2P_1$	31228 ¹⁾	
9	1414,427	70700,0	$2^2P_1 - B$	70701 ¹⁾	

1) Auf Veranlassung von F. Paschen nachgetragen.

die Linien bis auf 0,01 ÅE genau bestimmt und einige Serien des Quecksilberbogenspektrums nach Paschen-Götze erweitert werden (vgl. hierzu Tab. 2). Die Bezeichnung der Linien stimmt mit der von Paschen-Götze benutzten überein.

Durch die größere Intensität, die die höheren Serienglieder des gewöhnlichen Dublettsystems¹⁾ des Quecksilberfunkenspektrums bei den Aufnahmen in reinem Quecksilberdampf und bei Anwendung von Stromstärken bis 200 MA und 5000 Volt Spannung bekommen, konnten auch die von Paschen angegebenen Serien erweitert werden, und neue Kombinationen zwischen bekannten Termen festgestellt werden. Wo neue Terme gefunden wurden, werden diese angegeben. In Tab. 3 sind die neuangeordneten Linien angegeben.

Da das erste Funkenspektrum des Quecksilbers dem Bogenspektrum des Kupfers so ähnlich ist, muß man die nach der Theorie erwarteten 4P -, 4D - und 4F -Terme zwischen den $2^2S_{1/2}$ - und $2^2P_{1/2}$ -Termen des Hg II suchen. In Tab. 4 werden die gefundenen Terme mit ihren Kombinationen mit den bekannten Termen $1^2S_{1/2}$, $2^2D_{3/2}$ und $2^2D_{5/2}$ angegeben.

Von den beiden tiefsten Termen 74239 und 74356 muß der erste $^4P_{1/2}$ sein, weil er mit $2^2D_{3/2}$ und $2^2D_{5/2}$ kombiniert. Nach der Analogie mit Kupfer liegt $^4F_{7/2}$ in der Nähe von $^4P_{3/2}$ und deshalb wurde der Term 74356 mit $^4F_{7/2}$ bezeichnet. Ferner sprechen die Kombinationen dieser Terme mit dem Dublettsystem für diese Einordnung. Die nächst höheren Terme sind 65105, 67069 und 66447,4. Beide 65105 und 66447,4 kombinieren mit $2^2D_{3/2}$ und $2^2D_{5/2}$, nur 65105 aber gibt auch eine Linie mit dem Grundterm $1^2S_{1/2}$. Die Bezeichnung 65105 als $^4P_{1/2}$ und 66447,4 als $^4F_{5/2}$ ist also klar. Der noch übrigbleibende Term 67069 wird wegen seiner intensiven Kombination mit $2^2D_{3/2}$ allein und seiner Größe als $^4D_{3/2}$ bezeichnet. 60216 wird als $^4P_{3/2}$ gewählt, weil hierdurch das erwartete Verhältnis der Aufspaltung der 4P -Terme 5 zu 3 am nächsten erfüllt wird und ferner wegen der Linien, die er mit $1^2S_{1/2}$ und $2^2D_{3/2}$ gibt. In derselben Weise wurden die anderen Terme auf ihre Bezeichnung geprüft. Die inneren Quantenzahlen wurden vorher aus

1) Ebbe Rasmussen findet im äußersten Rot weitere Linien des Dublettsystems und dabei den Term $5G = 17627$, außerdem die wichtige von Paschen berechnete Linie $^4D_2 - 2P_2 = 10056 \lambda_{vac} = 9944,3 \text{ ÅE}$. Er findet $\lambda_L = 9946,0 \text{ Int 4}$. (Die Naturw. 17. Heft 21. 1929.)

Tabelle 4

Term- werte in cm^{-1}	Term- be- zeich- nung	$\Delta \nu$	$1^2S_{1/2}$ 151280	$2^1D_{3/2}$ 100728	$2^1D_{1/2}$ 115766
74239	$4P_{3/2}$	9134	—	26489 (ber.)	41527 (ber.)
			—	26485,9 (beob.)	41526,8 (beob.)
			—	= 3774,52 (7)	2407,35 ÅE (8)
65105	$4P_{3/2}$	4889	86175	35623	50661
			86177,2	35622,1	50661,4
			1160,40 (4)	2806,42 (5)	1973,25 (8)
60216	$4P_{1/2}$		91064	40512	—
			91066,4	40512,6	—
			1098,1 (1)	2467,62 (4)	—
74356	$4F_{7/2}$	8908,6	—	—	41410
			—	—	41410,1
			—	—	2414,13 (8)
66447,4	$4F_{5/2}$	9257,4	—	34280,6	49318,6
			—	34280,4	49318,8
			—	2916,27 (10)	2026,97 (7)
57190	$4F_{3/2}$		94090	43538	58576
			94090,8	43536,2	58578,4
			1062,80 (4)	2296,23 (2)	1707,13 (4)
67069	$4D_{3/2}$	12881	—	—	48697
			—	—	48695,2
			—	—	2052,93 (10)
54188	$4D_{5/2}$	6090	—	46540	61578
			—	46540,2	61578,1
			—	2148,00 (10)	1623,95 (10)
48098	$4D_{3/2}$	3430	103182	52630	67668
			103185	52626,2	67669,5
			969,13 (4)	1900,19 (2)	1477,77 (7)
44668	$4D_{1/2}$		106612	56060	—
			106609,8 (C.)	56060,4	—
			938,0 (2)	1783,79 (1)	—
50422	$2F_{3/2}$	5859	—	50306	65344
			—	50303,6	65348,1
			—	1987,28 (6)	1530,26 (3)
44566	$2F_{7/2}$		—	—	71200
			—	—	71200,5
			—	—	1404,48 (5)

Die drei Zahlen, die immer untereinander stehen, haben die folgende Bedeutung: Die aus den Termen berechnete Wellenzahl, die aus den beobachteten Wellenlängen abgeleitete Wellenzahl in cm^{-1} und die beobachtete Wellenlänge mit der Intensität.

den Kombinationen mit bekannten Termen und aus der Betrachtung der Intensitäten der resultierenden Linien geschlossen.

Aus Tab. 1 geht hervor, daß die tiefsten 2D -Terme als Folge der Elektronenkonfiguration $5d^9 6s^2$, also mit zwei äquivalenten $6s$ -Elektronen entstehen. Hierdurch ist das Auftreten der hierzu gehörigen 4D -Terme nach dem Paulischen Prinzip für äquivalente Elektronen verboten. Geht ein Elektron auf eine $7s$ -Bahn, so sind zwei ${}^2D^2$ - und vier ${}^4D^2$ -Terme zu erwarten. In Tab. 5 werden die neuen ${}^4D^2$ -Terme mit ihren Kombinationen mit den tieferen Termen angegeben. Die von Paschen angegebenen 2D -Terme können nicht hierher gehören, da ihre inneren Quantenzahlen umgekehrt sind.

Tabelle 5

Terme		${}^4D^2_{7/2}$ 40434	5354 ${}^4D^2_{5/2}$ 35080	1139 ${}^4D^2_{3/2}$ 33941	2108 ${}^4D^2_{1/2}$ 31833
74239	${}^4P_{3/2}$	33805 (ber.) 33804,1 (beob.) 2957,36 ÅE (12)	39159 39159,9 2552,87 (6)	40298 40300,3 2480,62 (6)	— — —
65105	${}^4P_{1/2}$	— — —	30025 30024,9 3329,61 (3)	31164 31161,2 3208,20 (15)	33272 33274,1 3004,47 (8)
60216	${}^4P_{1/2}$	— — —	— — —	26275 26275,3 3804,77 (20)	28383 28381,8 3522,38 (8)
74356	${}^4F_{7/2}$	33922 33922,0 2947,08 (20)	39276 39275,9 2545,33 (3)	— — —	— — —
66447,4	${}^4F_{5/2}$	26013,4 26013,6 3943,06 (5)	31367 31369,9 3186,85 (3)	32506 — —	— — —
57190	${}^4F_{3/2}$	— — —	22110 22111,8 4521,51 (2)	23249 23247,5 4300,33 (2)	25357 25356,9 3942,59 (8)

Wenn wir die Elektronenkonfiguration $5d^9 6s 6p$ bekommen, erwarten wir nach Tab. 1 eine große Anzahl Terme, von denen die ${}^4D^3$ -Terme wohl am stärksten mit den tieferen Termen kombinieren. In Tab. 6 sind diese Terme mit ihren Kombinationen mit schon bekannten Termen angegeben. Die Terme X, Y, U, Z und $3^2P_{1/2}$ sind schon von Paschen gefunden worden.

Tabelle 6

Terme		${}^4D_{7/2}^3$ 18566	3997	${}^4D_{5/2}^3$ 14569	3423	${}^4D_{3/2}^3$ 11146	4776	${}^4D_{1/2}^3$ 6370
74239	${}^4P_{3/2}$	55673 55673,1 1796,20 (10)		59670 59669,4 1675,94 (8)		63093 — —		— — —
65105	${}^4P_{3/2}$	— — —		50536 50534,1 1979,00 (4)		53959 53957,0 1853,33 (2)		58735 58734,4 1702,58 (1)
60216	${}^4P_{1/2}$	— — —		— — —		49070 49061 2037,62 (1D)		53846 — —
74356	${}^4F_{7/2}$	55790 55789,2 1792,46 (5)		59787 59785,6 1672,62 (10)		— — —		— — —
66447,4	${}^4F_{5/2}$	47881,4 — —		51878,4 51878,95 1927,58 (3)		55301,4 55300,9 1808,29 (6)		— — —
57190	${}^4F_{3/2}$	— — —		42621 42620,8 2345,55 (8)		46044 46045,7 2171,07 (0)		50820 50818 1967,0 (${}^1D^4$)
67069	${}^4D_{7/2}$	48503 — —		52500 52500,2 1904,76 (4)		— — —		— — —
54188	${}^4D_{5/2}$	35622 35622,1 2806,42		39619 39617,8 2523,37 (2)		43042 43043,2 2322,53 (0)		— — —
48098	${}^4D_{3/2}$	— — —		33529 33527,7 2981,74 (1)		36952 36952,7 2705,36 (8)		41728 — —
44668	${}^4D_{1/2}$	— — —		— — —		33522 33519,6 2982,46 (6)		38298 38302 2610,02 (0)
50422	${}^2F_{5/2}$	31856 31857,6 3138,06 (0)		35853 35852,3 2788,40 (5)		39276 39275,9 2545,33 (3)		— — —
44566	${}^2F_{7/2}$	26000 26001,4 3844,86 (1)		29997 30002,4 3332,11 (10)		— — —		— — —
47410	$Z(P_{1/2})$	— — —		— — —		36264 — —		41040 41039,8 2435,92 (2)
45194	$Y(P_{3/2})$	— — —		30628 30627,9 3264,06 (15)		34048 34050,9 2935,92 (10)		38824 38825,4 2574,86 (5)

Tabelle 6 (Fortsetzung)

Terme		${}^4D_{7/2}^3$ 18566	3997	${}^4D_{5/2}^3$ 14569	3423	${}^4D_{3/2}^3$ 11146	4776	${}^4D_{1/2}^3$ 6370
44087	$U(P_{1/2})$	—	—	—	33841	—	38616	—
		—	—	—	—	—	38613,4	—
		—	—	—	—	—	2589,06 (0)	—
42091	$X(P_{3/2})$	—	27522	—	30945	—	35721	—
		—	27522,3	—	30942,4	—	35719,2	—
		—	3632,38 (3)	—	3230,88 (2)	—	2798,79 (1)	—
39310	$3^2P_{3/2}$	—	24741	—	28164	—	32940	—
		—	24743,0	—	28165,6	—	32938,3	—
		—	4040,40 (3)	—	3549,42 (8)	—	3035,10 (5)	—

In Tab. 7 sind die gefundenen Terme mit ihren Bezeichnungen und die Anzahl Kombinationen mit anderen Termen angegeben.

Tabelle 7

Termwerte in cm^{-1}	Term- bezeichnung	Anzahl Kombinationen
74256	${}^4F_{7/2}$	9
74239	${}^4P_{5/2}$	8 +
67069	${}^4D_{7/2}$	4 0
66447,4	${}^4F_{5/2}$	12
65105	${}^4P_{3/2}$	12 +
60216	${}^4P_{1/2}$	6 +
57190	${}^4F_{3/2}$	8
54188	${}^4D_{5/2}$	4 0
50422	${}^2F_{5/2}$	5 x
48098	${}^4D_{3/2}$	8 0
44668	${}^4D_{1/2}$	4 0
44566	${}^2F_{7/2}$	7 x
40434	${}^4D_{7/2}$	3
35080	${}^4D_{5/2}$	6
33941	${}^4D_{3/2}$	6
31833	${}^4D_{1/2}$	3
18566	${}^4D_{7/2}^3$	5 -
14569	${}^4D_{5/2}^3$	11 -
11146	${}^4D_{3/2}^3$	10 -
6370	${}^4D_{1/2}^3$	7 -
4633	$a_{5/2}$	5
- 8019	$c_{5/2}$	4

Im linken Teile der Fig. 2 ist das gewöhnliche Dublettensystem, im rechten das zweite Termsystem dargestellt. Die Kreise bedeuten Dubletts, die Vierecke Quartetts. Die Kreise geben die mittlere Wellenzahl des Dubletts, während die Vierecke so lang sind wie die Quartetts aufgespalten sind. Die ausgezogenen Linien geben die wichtigsten Kombinationen

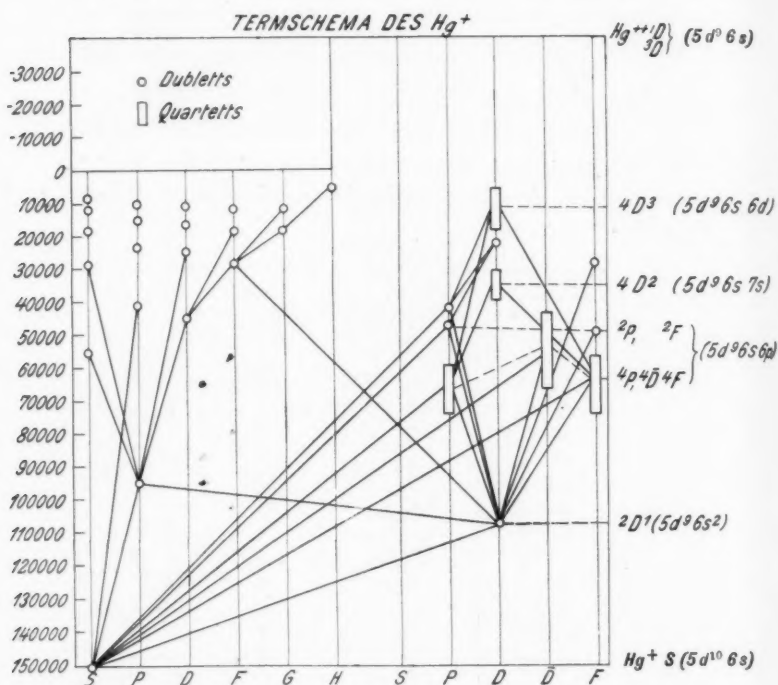


Fig. 2

der Terme. Die gestrichelten Linien verbinden die Terme, die zu derselben Elektronenanordnung gehören, wie an der rechten Seite angegeben. Die Dubletts stammen aus der Arbeit von Paschen.

In Tab. 8 werden die Wellenlängen der gefundenen Linien angegeben. Die von Paschen eingeordneten Linien sind nicht angegeben. Da ein Vergleich der Intensitäten der Linien auf

den Aufnahmen in reinem Quecksilberdampf und in Gegenwart von Helium sich bei der Einordnung der Linien in dieser Arbeit als sehr nützlich erwies, und noch so viele Linien uneingeordnet bleiben, wird in Spalte 1 die Intensität in reinem Quecksilberdampf und in Spalte 2 die in Helium gegeben. In Spalte 7 wird angegeben, von welchen anderen Forschern die Linien beobachtet worden sind. Die Abkürzungen haben folgende Bedeutung: Pa. = Paschen, St. = Stiles, Ca. = Carroll.

Tabelle 8

1	2	3	4	5	6	7
Intensität in reinem Hg-Dampf	Intensität in Gegenwart von Helium	Wellen- länge in AE	Wellen- zahl in cm^{-1} (beob.)	Kombination	Wellen- zahl in cm^{-1} (ber.)	Andere Beobachter
1	—	7515,9	13301,4	—	—	
2	—	6646,7	15040,9	—	—	
2	—	6627,5	15084,5	—	—	
4	—	6583,8	15184,6	—	—	
10	1	6501,47	15376,9	—	—	Pa.
3	3	6146,93	16263,8	—	—	Pa.
2	—	5736,9	17426,2	—	—	
2	—	5729,22	17449,5	—	—	
1	—	5666,37	17643,1	—	—	St.
3	—	5637,71	17732,8	—	—	St.
1	—	5569,2	17950,9	—	—	
5	—	5540,95	18042,4	—	—	St.
1	—	5514,5	18129,0	$4D_{3/2} - 5^2P_1$	18128	
3	—	5503,8	18164,2	—	—	
1	—	5499,8	18177,4	—	—	
2	—	5481,7	18237,5	$4D_{3/2} - 3^2S$	18234	
3	—	5475,0	18259,8	—	—	
2	—	5444,57	18361,8	—	—	
2	—	5371,42	18611,9	$2F_{7/2} - 4^2D_2$	18610	
2	—	5299,53	18864,5	$2F_{7/2} - 4^2D_3$	18864	
3	1,5	5277,3	18943,8	—	—	Pa.
5	4	5216,39	19165,0	—	—	Pa., St.
30	7	5210,79	19185,6	—	—	Pa., St.
15	6	5204,78	19207,8	—	—	Pa., St.
1	—	5162,15	19366,4	$4P_{3/2} - 3^2D_3$	19368	St.
8	5	5146,26	19426,2	—	—	Pa.
5	—	5102,42	19593,1	—	—	
10	—	5001,17	19989,7	—	—	
10	7	4980,57	20092,4	—	—	St., Pa.
2	—	4970,20	20114,3	—	—	
3	—	4961,89	20148,0	$4F_{5/2} - 3^2D_2$	20150	St.
4	—	4866,72	20542,0	—	—	St.
6	—	4830,32	20696,8	—	—	

Tabelle 8 (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7
Intensität in reinem Hg-Dampf	Intensität in Gegenwart von Helium	Wellen- länge in ÅE	Wellen- zahl in cm^{-1} (beob.)	Kombination	Wellen- zahl in cm^{-1} (ber.)	Andere Beobachter
1	—	4826,7	20712,3	$^4F_{3/2} - 3^2D_3$	20710	
8	7	4825,62	20716,9	—	—	Pa., St.
7	—	4823,65	20725,4	—	—	
1	—	4812,78	20772,2	$B(D_2) - 7^2P_1$	20773	St.
50	10	4797,08	20840,2	—	—	Pa., St.
4	—	4767,73	20968,5	—	—	
4	—	4766,37	20974,5	—	—	St.
1	—	4700,33	21269	$4^2F_3 - 8^2D_3$	21271	
2	—	4696,25	21287,6	—	—	
6	—	4656,17	21470,9	—	—	
15	5	4630,14	21591,6	—	—	Pa.
2	—	4619,59	21640,9	—	—	
5	3	4609,72	21687,2	—	—	Pa.
3	—	4602,40	21721,7	—	—	St.
4	—	4601,52	21725,9	—	—	
5	4	4597,72	21743,8	—	—	Pa., St.
3	3	4589,91	21780,9	—	—	Pa.
3	—	4587,44	21792,6	—	—	
7	2	4563,27	21908,0	—	—	Pa.
9	—	4556,38	21941,1	—	—	
12	—	4546,50	21988,8	—	—	St.
7	—	4537,36	22033,1	—	—	St.
12	2	4536,43	22037,6	—	—	Pa.
5	—	4534,58	22046,6	—	—	St.
12	—	4532,00	22059,1	—	—	St.
2	—	4521,51	22111,8	$^4F_{3/2} - ^4D_{5/2}$	22110	
12	—	4518,59	22124,6	—	—	
6	—	4507,83	22177,4	—	—	St.
15	—	4506,70	22183,0	—	—	St.
20	10	4487,48	22278,0	—	—	Pa., St.
2	—	4483,67	22296,9	—	—	St.
1	—	4463,80	22396,2	$^4D_{3/2} - 4^2D_{3/2}$	22396	
20	—	4459,15	22419,5	—	—	St.
12	5	4454,33	22473,8	—	—	Pa.
5	—	4435,17	22540,7	—	—	St.
1	—	4420,64	22614,8	$^4D_{3/2} - 6^2F_3$	22612	
12	6	4402,06	22710,3	—	—	St., Pa.
4	—	4392,08	22761,9	—	—	St.
3	—	4385,54	22795,8	—	—	St.
2	—	4378,62	22831,8	—	—	St.
4	3	4376,20	22844,5	—	—	St.
4	—	4336,89	23051,5	—	—	St.
2	—	4333,21	23071,1	—	—	St.
1	—	4324,65	23116,8	—	—	St.
2	—	4320,63	23138,3	—	—	St.
2	—	4306,56	23213,9	—	—	St.
2	—	4300,33	23247,5	$^4F_{3/2} - ^4D_{3/2}$	23249	

Tabelle 8 (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7
Intensität in reinem Hg-Dampf	Intensität in Gegenwart von Helium	Wellen- länge in ÅE	Wellen- zahl in cm ⁻¹ (beob.)	Kombination	Wellen- zahl in cm ⁻¹ (ber.)	Andere Beobachter
2	—	4297,34	23263,7	—	—	St.
2	—	4292,22	23291,4	—	—	St.
1	—	4289,78	23304,7	—	—	St.
3	—	4285,89	23325,8	—	—	St.
6	3	4284,70	23332,3	—	—	Pa., St.
3	3	4282,75	23342,9	—	—	Pa., St.
15	4	4281,94	23347,4	—	—	Pa.
2	—	4270,05	23412,4	—	—	St.
4	—	4267,27	23427,6	—	—	—
7	4	4264,65	23442,0	—	—	St.
10	7	4261,88	23457,2	—	—	St.
1	—	4255,07	23494,8	—	—	St.
5	4	4237,49	23592,8	—	—	Pa., St.
6	3	4233,99	23612,3	—	—	St., Pa.
12	7	4230,13	23634,0	—	—	Pa., St.
7	—	4227,87	23646,6	—	—	St.
12	8	4227,29	23650,2	—	—	Pa., St.
1	—	4221,33	23682,5	—	—	St.
3	—	4216,73	23708,4	—	—	St.
5	5	4212,22	23733,8	—	—	St.
10	5	4206,10	23768,3	—	—	St., Pa.
10	—	4200,76	23798,5	—	—	—
15	8	4180,95	23911,3	—	—	Pa., St.
10	7	4178,03	23928,0	—	—	Pa., St.
4	4	4175,63	23941,7	—	—	Pa., St.
1	—	4161,66	24022,1	—	—	St.
7	6	4156,68	24050,9	—	—	Pa., St.
9	9	4140,38	24145,6	—	—	Pa., St.
7	—	4139,91	24148,3	—	—	—
8	6	4103,87	24360,4	—	—	Pa., St.
2	—	4073,75	24540,5	—	—	St.
5	3	4060,89	24618,2	—	—	St.
3	—	4058,65	24631,8	—	—	St.
3	—	4044,10	24720,4	$^2F_{5/2} - 4^2D_{5/2}$	24723	—
3	2	4040,40	24743,1	$3^2P_2 - 4^2D_{3/2}$	24741	Pa., St.
1	—	4033,00	24788,5	$4^2D_{3/2} - 7^2F_{5/2}$	24792	St.
5	5	4006,27	24953,9	—	—	Pa., St.
4	3	4003,10	24973,6	—	—	Pa., St.
5	—	3988,50	25065,0	—	—	St.
6	4	3968,03	25194,3	—	—	Pa., St.
10	—	3963,4	25223,8	—	—	—
5	5	3960,24	25243,9	—	—	Pa., St.
8	5	3948,29	25320,3	—	—	Pa., St.
8	6	3945,09	25340,8	—	—	Pa., St.
8	6	3942,59	25356,9	$4F_{3/2} - 4^2D_{3/2}$	25357	Pa., St.

Tabelle 8 (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7
Intensität in reinem Hg-Dampf	Intensität in Gegenwart von Helium	Wellen- länge in ÅE	Wellen- zahl in cm ⁻¹ (beob.)	Kombination	Wellen- zahl in cm ⁻¹ (ber.)	Andere Beobachter
6	—	3942,24	25359,1	—	—	St., Pa.
10	7	3925,65	25466,2	—	—	Pa., St.
9	7	3914,29	25540,2	—	—	Pa., St.
3	—	3869,14	25838,1	—	—	St.
1	—	3857,33	25917,3	—	—	St.
1	—	3844,86	26001,4	$^2F_{7/2} - ^4D_{7/2}^3$	26000	—
5	—	3843,06	26013,6	$^4F_{5/2} - ^4D_{7/2}^2$	26013,4	St.
8	6	3839,26	26039,3	—	—	Pa., St.
12	4	3832,46	26085,5	—	—	Pa., St.
1	—	3826,50	26126,2	—	—	St.
20	2	3804,77	26275,3	$^4P_{1/2} - ^4D_{3/2}^2$	26275	—
1	—	3787,97	26391,9	—	—	St.
1	—	3778,10	26460,8	—	—	—
7	5	3774,52	26485,9	$^2D_{3/2}^1 - ^4P_{3/2}$	26489	Pa., St.
1	—	3771,01	26510,0	—	—	St.
1	—	3747,30	26678,0	—	—	St.
0 5	—	3709,40	26950,9	$^4F_{7/2} - 5^2G_5$	26952	St.
8	4	3684,91	27130,0	—	—	St., Pa.
2	—	3679,99	27166,3	—	—	St.
5	—	3647,95	27404,9	—	—	—
2	—	3644,31	27432,3	—	—	St.
10	8	3638,39	27476,9	—	—	St. Pa.
3	3	3632,38	27522,3	—	—	St., Pa.
9	7	3630,64	27535,5	—	—	Pa., St.
4	—	3627,44	27559,8	—	—	St.
1	—	3626,96	27563,4	—	—	—
4	6	3618,53	27627,7	—	—	St., Pa.
4	—	3613,59	27665,4	—	—	St.
3	—	3609,05	27700,4	—	—	St.
4	4	3607,60	27711,4	—	—	Pa., St.
5	5	3604,09	27738,4	—	—	Pa., St.
7	—	3596,68	27795,5	—	—	—
3	3	3593,48	27820,3	—	—	Pa., St.
1	—	3583,65	27896,6	—	—	—
3	3	3578,69	27935,2	—	—	St.
0,5	—	3572,48	27983,8	$^2F_{7/2} - 5^2D_3$	27984	—
4	—	3558,74	28091,8	—	—	—
15	—	3557,26	28103,5	—	—	—
1	—	3552,61	28140,3	—	—	—
7	—	3549,42	28165,6	$3^2P_2 - ^4D_{3/2}^3$	28164	St., Pa.
1	—	3543,03	28216,4	—	—	St.
15	10	3532,63	28299,5	—	—	Pa., St.
10	—	3528,37	28333,5	—	—	—
8	—	3522,38	28381,8	$^4P_{1/2} - ^4D_{1/2}^2$	28383	—
3	—	3515,63	28436,3	—	—	—

Tabelle 8 (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7
Intensität in reinem Hg-Dampf	Intensität in Gegenwart von Helium	Wellen- länge in ÅE	Wellen- zahl in cm^{-1} (beob.)	Kombination	Wellen- zahl in cm^{-1} (ber.)	Andere Beobachter
2	—	3503,50	28534,8	—	—	
2	—	3502,10	28546,2	—	—	
9	6	3492,77	28622,4	$^4F_{7/2} - 3^2D_3$	28619	Pa.
5	4	3478,90	28736,5	—	—	Pa.
8	—	3476,36	28757,5	—	—	
8	5	3473,01	28785,2	—	—	Pa., St.
4	3	3456,17	28925,5	—	—	Pa., St.
15	10	3451,70	28963,0	—	—	Pa., St.
2	—	3434,68	29106,5	—	—	St.
2	—	3420,04	29231,1	—	—	
3	—	3418,72	29242,3	$X(P_2) - 5^2S$	29245	
3	—	3416,91	29257,8	—	—	
5	4	3402,77	29379,4	$^4D_{3/2} - 4^2S$	29377	Pa.
15	10	3385,25	29531,5	—	—	Pa.
1	—	3382,44	29556,0	$^2F_{7/2} - A(D_3)$	29552	
3	—	3381,18	29567,0	—	—	
3	—	3373,46	29634,7	—	—	
8	—	3362,85	29728,2	—	—	
2	—	3361,30	29741,9	—	—	
7	4	3358,78	29764,2	—	—	
4	—	3353,94	29807,1	—	—	
10	—	3332,11	30002,4	$^2F_{7/2} - ^4D_{3/2}^3$	29997	
3	—	3329,61	30024,9	$^4P_{3/2} - ^4D_{3/2}^2$	30025	
8	—	3320,82	30104,1	—	—	
5	2	3317,62	30133,4	—	—	Pa.
10	—	3315,93	30148,8	—	—	
9	—	3304,43	30253,7	—	—	
4	—	3302,92	30267,6	—	—	
4	—	3295,56	30335,2	—	—	
0,5	—	3293,84	30351,0	$^4P_{1/2} - 3^2S$	30352	
6	—	3281,40	30466,0	—	—	
10	6	3277,87	30498,9	—	—	Pa., St.
15	9	3264,06	30627,9	$Y(P_2) - ^4D_{3/2}^3$	30625	Pa., St.
7	—	3250,47	30755,9	—	—	
2	—	3248,80	30771,7	—	—	
6	—	3247,09	30787,9	—	—	
3	—	3232,62	30925,8	—	—	
2	—	3230,88	30942,4	$X(P_2) - ^4D_{3/2}^3$	30945	
10	—	3226,15	30987,8	—	—	
2	—	3224,02	31008,2	—	—	
4	—	3219,31	31053,6	—	—	
5	2	3211,98	31124,5	—	—	Pa.
15	10	3208,20	31161,2	$^4P_{3/2} - ^4D_{3/2}^2$	31164	Pa., St.
3	—	3186,85	31369,9	$^4F_{5/2} - ^4D_{3/2}^2$	31367	
5	—	3173,97	31497,2	—	—	

Tabelle 8 (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7
Intensität in reinem Hg-Dampf	Intensität in Gegenwart von Helium	Wellen- länge in ÅE	Wellen- zahl in cm^{-1} (beob.)	Kombination	Wellen- zahl in cm^{-1} (ber.)	Andere Beobachter
2	—	3171,69	31519,8	—	—	
2	—	3169,79	31538,7	—	—	
2	—	3168,19	31554,7	—	—	
4	—	3162,07	31615,7	—	—	
1	—	3158,55	31651,0	—	—	St.
2	—	3154,53	31691,3	—	—	
10	4	3109,84	32146,7	—	—	Pa.
1	—	3078,42	32474,8	—	—	
2	—	3062,00	32648,9	—	—	
1	—	3054,50	32729	$X(P_2) - 6^2S$	32726	
3	—	3049,42	32783,6	—	—	
3	2	3045,56	32825,2	—	—	Pa.
5	4	3035,10	32938,3	$3^2P_{3/2} - ^4D_{5/2}^3$	32940	Pa., St.
2	1	3013,05	33179,3	—	—	
4	—	3010,60	33206,3	—	—	
8	5	3004,47	33274,1	$^4P_{3/2} - ^4D_{5/2}^3$	33272	Pa.
2	—	3002,26	33398,5	—	—	
2	—	2991,41	33419,3	—	—	
12	3	2982,46	33519,6	$^4\bar{D}_{3/2} - ^4D_{3/2}^3$	33522	Pa.
1	—	2981,74	33527,7	$^4\bar{D}_{5/2} - ^4D_{5/2}^3$	33529	
2	—	2978,28	33566,7	—	—	
7	—	2976,98	33581,3	—	—	
7	4	2975,19	33601,5	—	—	Pa.
2	1	2972,99	33626,4	—	—	St.
2	1	2965,03	33716,7	—	—	
2	1	2963,17	33737,8	—	—	
2	1	2962,83	33741,7	—	—	
3	—	2961,83	33753,1	—	—	
4	1	2959,82	33776,0	—	—	
12	2	2957,36	33804,1	$^4P_{3/2} - ^4D_{7/2}^2$	33805	
2	—	2953,50	33848,3	—	—	
2	0,5	2948,36	33907,3	—	—	
20	20	2947,08	33922,0	$^4F_{7/2} - ^4D_{7/2}^2$	33922	Pa., St.
6	—	2943,32	33965,3	—	—	
3	1	2940,50	33997,9	—	—	St.
4	2	2939,03	34014,9	—	—	Pa., St.
10	10	2935,92	34050,9	$Y(P_2) - ^4D_{3/2}^3$	34048	Pa., St.
5	—	2930,45	34114,5	—	—	
4	—	2928,17	34141,1	—	—	
10	10	2916,27	34280,4	$^2D_{3/2}^1 - ^4F_{5/2}$	34280,6	Pa., St.
2	—	2903,96	34425,7	—	—	
7	0	2899,04	34484,1	—	—	
2	1	2882,59	34680,9	$3^2P_2 - a_{5/2}$	34677	St.
1	—	2874,00	34784,5	$3^2D_3 - 6^2P_2$	34786	
4	2	2873,24	34793,7	—	—	Pa., St.

Tabelle 8 (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7
Intensität in reinem Hg-Dampf	Intensität in Gegenwart von Helium	Wellen- länge in ÅE	Wellen- zahl in cm^{-1} (beob.)	Kombination	Wellen- zahl in cm^{-1} (ber.)	Andere Beobachter
5	0	2861,60	34935,3	—	—	
10	1	2860,32	34950,9	—	—	
1	—	2851,02	35064,9	—	—	
2	2	2844,78	35141,8	—	—	
1	—	2836,36	35246,1	$4P_{3/2} - 3^2S_{1/2}$	35242	
12	0	2809,11	35588,0	—	—	
5	4	2806,42	35622,1	$4D_{5/2} - 4D_{3/2}^2$	35622	Pa., St.
1	0	2798,79	35719,2	$X(P_2) - 4D_{3/2}^3$	35721	
3	2	2797,43	35736,6	—	—	Pa.
2	—	2793,79	35783,1	—	—	
1	—	2793,19	35790,8	—	—	
2	—	2789,57	35838,3	—	—	
3	2	2781,93	35935,7	—	—	Pa., St.
1	0	2770,88	36079,0	—	—	
1	0	2769,26	36100,1	—	—	
8	5	2761,97	36196,4	—	—	Pa., St.
2	—	2741,72	36462,7	—	—	
1	0,5	2710,48	36882,9	—	—	St., De.
8	6	2705,36	36952,7	$4D_{3/2} - 4D_{5/2}^2$	36952	Pa., St., De.
2	—	2704,84	36959,8	—	—	
8	6	2702,48	36992,2	—	—	Pa., St., De.
3	2	2699,97	37026,5	—	—	
1	—	2693,72	37112,4	—	—	De.
1	—	2687,29	37201,2	—	—	De.
1	0,5	2668,72	37460,0	$X(P_2) - a_{3/2}$	37458	De.
1	0,5	2663,79	37529,3	—	—	St., De.
1	0,5	2663,32	37536,1	—	—	
1	—	2630,93	38098,1	—	—	De.
1	—	2620,93	38143,0	—	—	
2	0	2617,83	38188,2	—	—	De.
1	—	2614,08	38243,0	—	—	
0	—	2610,02	38302,0	$4D_{1/2} - 4D_{3/2}^3$	38298	
0	—	2589,06	38613,4	$U(P_1) - 4D_{3/2}^3$	38617	
1	0	2583,68	38686,4	—	—	De.
4	0,5	2577,85	38780,4	—	—	De.
5	4	2574,86	38825,4	$Y(P_2) - 4D_{3/2}^3$	38824	Pa., St., De.
10	5	2572,15	38866,2	—	—	Pa., De.
1	0,5	2557,73	39085,4	—	—	De.
6	6	2552,87	39159,9	$4P_{3/2} - 4D_{5/2}^2$	39159	Pa., De.
3	3	2545,33	39275,9	$\{4F_{3/2} - 4D_{5/2}^2\}$ $\{2F_{5/2} - 4D_{3/2}^3\}$	39276	Pa.
2	1	2525,98	39576,6	—	—	Pa.
3	1	2523,88	39609,6	—	—	
2	1	2523,37	39617,8	$4D_{5/2} - 4D_{3/2}^3$	39619	Pa., De.

Tabelle 8 (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7
Intensität in reinem Hg-Dampf	Intensität in Gegenwart von Helium	Wellen- länge in ÅE	Wellen- zahl in cm ⁻¹ (beob.)	Kombination	Wellen- zahl in cm ⁻¹ (ber.)	Andere Beobachter
2	—	2520,56	39661,8	—	—	
3	1	2493,29	40095,6	—	—	De., Pa.
7	1	2486,32	40208,0	—	—	Pa., De.
6	5	2480,62	40300,3	$4P_{5/2} - 4D_{5/2}^2$	40298	Pa., De.
2	—	2473,81	40411,3	—	—	
1	—	2468,95	40490,8	$4F_{5/2} - 4^2D_2$	40491	De.
4	3	2467,62	40512,6	$2D_{3/2}^1 - 4P_{1/2}$	40512	De.
1	—	2456,66	40693,3	—	—	
0	—	2453,53	40745,2	$4F_{5/2} - 4^2D_3$	40745	
2	—	2435,92	41039,8	$Z(P_1) - 4D_{3/2}^3$	41040	De.
4	—	2424,41	41234,6	—	—	De.
1	1	2419,47	41318,8	—	—	
3	1	2416,29	41373,2	—	—	De.
8	7	2414,13	41410,3	$2D_{5/2} - 4F_{7/2}$	41410	Pa., St., De.
1	—	2412,50	41438,2	$2F_{5/2} - 7^2G$	41438	De.
8	7	2407,35	41526,8	$2D_{3/2}^1 - 4P_{3/2}$	41527	Pa., St., De.
4	2	2390,16	41825,4	—	—	Pa., St., De.
3	—	2388,09	41861,6	—	—	De.
1	—	2387,37	41874,3	—	—	De.
3	—	2380,84	41989,2	—	—	De.
1	—	2358,48	42387,2	—	—	
2	1	2356,35	42425,5	—	—	
3	0	2354,33	42461,9	Hg III	—	St., De.
1	—	2350,52	42530,7	—	—	De.
1	—	2348,75	42562,8	—	—	De.
1	—	2346,70	42600,0	—	—	
8	6	2345,55	42620,8	$4F_{3/2} - 4D_{5/2}^3$	42621	St., De.
2	—	2344,61	42637,9	—	—	
5	5	2339,37	42733,3	—	—	Pa., St., De.
1	—	2338,83	42743,3	—	—	
1	—	2330,05	42904,3	—	—	
1	—	2328,25	42937,5	—	—	De.
1	0,5	2325,22	42993,4	—	—	
0	—	2322,53	43043,2	$4D_{5/2} - 4D_{3/2}^3$	43042	
1	—	2307,86	43316,8	—	—	
5	2	2306,44	43343,5	—	—	De.
2	1	2299,74	43476,2	—	—	De.
0,5	—	2297,18	43518,2	—	—	
2	2	2296,23	43536,2	$2D_{3/2}^1 - 4F_{5/2}$	43538	De.
1	—	2294,62	43567,7	—	—	De.
3	2	2292,03	43616,0	—	—	De.
4	—	2277,56	43893,0	—	—	De.
4	—	2264,35	44149,0	—	—	De.
4	2	2263,64	44162,9	—	—	Pa., De.

Tabelle 8 (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7
Intensität in reinem Hg-Dampf	Intensität in Gegenwart von Helium	Wellen- länge in ÅE λ_L	Wellen- zahl in cm^{-1} (beob.)	Kombination	Wellen- zahl in cm^{-1} (ber.)	Andere Beobachter
10	10	2262,23	44190,4	—	—	Pa., De.
2	—	2244,42	44541,0	Hg III	—	De.
0,5	—	2240,74	44614,2	$2^2S - 6^2P_2$	44615	—
1	1	2234,06	44747,6	—	—	De.
1	1	2230,06	44827,8	—	—	De.
1	1	2229,86	44831,9	—	—	—
2	1	2224,03	44949,4	—	—	De.
0	—	2171,07	46045,7	$4F_{3/2} - 4D_{3/2}^3$	46044	De.
10	7	2148,003	46540,2	$2D_{3/2}^1 - 4\bar{D}_{3/2}$	46540	Pa., De.
0	—	2070,60	48279,7	$4P_{3/2} - 4^2D_2$	48283	De.
0	—	2065,87	48390,2	$4P_{3/2} - 5^2D_2$	48387	De.
0	—	2060,28	48521,5	$4P_{3/2} - 5^2D_3$	48523	De.
2	—	2054,61	48655,4	$4F_{7/2} - 4^2D_3$	48654	De.
10	10	2052,929	48695,3	$2D_{3/2}^1 - 4\bar{D}_{3/2}$	48697	Pa., De.
1	—	2037,62	49061,2	$4P_{1/2} - 4D_{3/2}^3$	49070	De.
7	7	2026,971	49318,8	$2D_{3/2}^2 - 4F_{5/2}$	49318,6	Pa., De.
λ_V Vakuum						
1	—	2023,174	49427,3	—	—	De.
4	—	1995,576	50112,6	$X(P_2) - c_{3/2}$	50110	De.
6	—	1987,978	50303,6	$2D_{3/2}^1 - 2F_{3/2}$	50306	Pa., De.
4	—	1979,00	50534,1	$4P_{3/2} - 4D_{3/2}^3$	50536	Pa., De.
8	—	1973,889	50661,4	$2D_{3/2}^1 - 4P_{3/2}$	50661	Pa., De.
1	1	1957,386	51088,5	—	—	De.
2	2	1948,66	51317,3	—	—	De.
0	—	1947,65	51343,9	—	—	Pa., De.
3	1	1927,58	51878,5	$4F_{3/2} - 4D_{3/2}^3$	51878,4	Pa., De.
4	2	1904,755	52500,2	$4\bar{D}_{3/2} - 4D_{3/2}^3$	52500	Pa., De.
2	—	1900,194	52626,2	$2D_{3/2}^2 - 4D_{3/2}$	52630	De.
0,5	—	1870,783	53482,1	—	—	De.
0,5	—	1868,027	53532,4	—	—	—
2	—	1853,329	53957,0	$4P_{3/2} - 4D_{3/2}^3$	53959	—
5	—	1820,727	54923,1	—	—	—
6	—	1808,289	55300,9	$4F_{3/2} - 4D_{3/2}^3$	55301,4	—
0,5	—	1803,945	55434,1	—	—	—
8	—	1798,736	55594,6	—	—	Pa.
10	—	1796,20	55673,1	$4P_{3/2} - 4D_{3/2}^3$	55673	—

Tabelle 8 (Fortsetzung)

1	2	3	4	5	6	7
Intensität in reinem Hg-Dampf	Intensität in Gegenwart von Helium	Wellen- länge in ÅE	Wellen- zahl in cm^{-1} (beob.)	Kombination	Wellen- zahl in cm^{-1} (ber.)	Andere Beobachter
3	—	1792,46	55789,2	$^4F_{7/2} - ^4D_{5/2}^3$	55790	
1	—	1783,79	56060,4	$^2D_{3/2}^3 - ^4D_{1/2}$	56060	
3	—	1756,07	56945,3	—	—	
2	—	1727,17	57897,8	—	—	
4	—	1707,13	58578,4	$^2D_{5/2}^1 - ^4F_{5/2}$	58576	
1	—	1702,58	58734,4	$^4P_{3/2} - ^4D_{3/2}^3$	58735	
2	—	1695,18	58990,8	—	—	
3	—	1692,63	59079,6	—	—	Ca.
8	2	1675,898	59669,4	$^4P_{3/2} - ^4D_{3/2}^3$	59670	Pa., Ca.
10	6	1672,617	59785,6	$^4F_{7/2} - ^4D_{5/2}^3$	59787	Pa., Ca.
1	—	1669,87	59884,9	—	—	
1	—	1653,69	60470,8	$^4P_{3/2} - a_{3/2}$	60472	
0,5	—	1635,88	61129,2	—	—	
10	6	1623,955	61578,1	$^2D_{3/2}^1 - ^4D_{3/2}$	61578	Pa., Ca.
2	—	1619,40	61751,3	—	—	
0,5	—	1617,75	61814,2	$^4F_{5/2} - a_{3/2}$	61814,4	
0,5	—	1614,13	61952,9	—	—	
0,5	—	1605,3	62293,7	—	—	
1	—	1601,57	62438,7	$^4D_{7/2} - a_{3/2}$	62436	
0,5	—	1591,82	62821,2	—	—	
1	—	1568,458	63756,8	—	—	
2	—	1541,79	64859,6	—	—	
0,5	—	1540,36	64919,9	—	—	Ca.
3	—	1533,642	65204,3	$^4F_{5/2} - c_{3/2}$	65209	
3	3	1530,267	65348,1	$^2D_{3/2}^1 - ^2F_{3/2}$	65344	Pa.
1	—	1511,565	66156,6	—	—	Ca.
0,5	—	1495,199	66880,7	—	—	
7	4	1477,770	67669,5	$^2D_{3/2}^1 - ^4D_{3/2}$	67668	Pa.
5	1	1404,484	71200,5	$^2D_{3/2}^1 - ^2F_{7/2}$	71200	Pa.
0,5	—	1342,829	74470,1	$^4F_{5/2} - c_{3/2}$	74466,4	
15	10	1331,759	75088,7	$^4D_{3/2} - c_{3/2}$	75088	Pa., Ca.
4	1	1160,403	86177,2	$1^2S_{1/2} - ^4P_{3/2}$	86175	Ca.
1	—	1098,1	91066,4	$1^2S_{1/2} - ^4P_{1/2}$	91064	Ca.
4	2	1062,803	94090,8	$1^2S_{1/2} - ^4F_{3/2}$	94090	Pa.
2	2	1039,695	96182,1	—	—	
4	1	969,130	103185	$1^2S_{1/2} - ^4D_{5/2}$	103182	Pa.
2	—	938,0	106609,8	$1^2S_{1/2} - ^4D_{3/2}$	106612	Ca.

Die Anregungspotentiale der stärksten Linien des Quecksilberfunkenspektrums sind schon früher von Déjardin¹⁾ gemessen worden und können mit den aus den obigen Termwerten berechneten verglichen werden. Déjardin beansprucht keine große Genauigkeit bei diesen schwierigen Messungen. Trotzdem sind die von ihm angegebenen Potentiale eine wichtige Stütze für die gefundenen Terme (vgl. Tab. 9a), vor allem wenn man die Linien, die von Paschen eingeordnet sind, auch mit in Betracht zieht (vgl. hierzu Tab. 9b).

Tabelle 9a

Wellenlänge in ÅE	Kombination	Ausgangs- term der Linie	Anregungs- pot. ¹⁾ (ber.) in Volt	Anregungs- pot. ¹⁾ (beob.) in Volt
2052,93 (10)	$^2D_{3/2}^1 - ^4\bar{D}_{7/2}$	67069	20,76	19
2026,73 (7)	$^2D_{3/2}^1 - ^4F_{3/2}$	66447,4	20,84	19,5
2916,27 (10)	$^2D_{3/2}^1 - ^4F_{3/2}$	66447,4	20,84	19
2947,08 (20)	$^4F_{7/2} - ^4D_{7/2}^2$	40434	24,05	26
3208,20 (15)	$^2P_{3/2} - ^4D_{3/2}^2$	33941	24,85	27
3264,06 (15)	$Y(^2P_{3/2}) - ^4D_{5/2}^3$	14569	27,24	29,5
2935,92 (10)	$Y(^2P_{3/2}) - ^4D_{5/2}^3$	11146	27,66	29,5

Tabelle 9b

3983,96 (20)	$^2D_{3/2}^1 - ^2P_{3/2}$	90672	17,85	19
2847,67 (50)	$^2P_{3/2} - ^2S_{1/2}$	55566	22,18	19
2260,33 (10)	$^2P_{1/2} - ^2S_{1/2}$	55566	22,18	20
2224,77 (20)	$^2P_{3/2} - ^3D_{3/2}$	45737	22,39	21

Bei diesen Berechnungen wurde 1 Volt = 8100 cm⁻¹ genommen. Die Berechnung geht immer vom Grundzustand des neutralen Quecksilberatoms aus. Als Ionisierungspotential des Quecksilberatoms wurde 11,47 Volt angenommen. Der Wert des Ausgangsterms wurde vom Grundterm des Hg⁺ 151280 abgezogen und aus dieser Differenz das Anregungspotential berechnet. Diese Zahl zu 11,47 Volt addiert gibt die vierte Spalte in Tab. 9.

1) Georges Déjardin, Ann. de Phys. (10) 8. S. 425. 1927.

Zusammenfassung

Vor kurzem hat Paschen das Dublettsystem des ersten Funkenspektrums des Quecksilbers veröffentlicht und hat auch weitere Terme gefunden, darunter zwei tiefe 2D -Terme, wie es für Au I und Cu I bekannt ist. Die Bedingungen, in reinem Quecksilberdampf eine Entladung aufrecht zu erhalten, sind gefunden worden, und es ergibt sich, daß dabei die uneingeordneten Linien merklich verstärkt werden. Die Spektren sind von der Wellenlänge 8000 bis 890 ÅE photographiert worden. Der Vergleich der Aufnahmen in reinem Quecksilberdampf mit denen in Gegenwart von Helium erleichtert das Auffinden einer Anzahl von Multipletts, die zum Quartettsystem gehören. Das analoge Spektrum des Kupfers bestätigt die Einordnung. Term-tabelle. Graphische Termdarstellung. Tabelle der gefundenen Linien mit Intensitätsangaben in reinem Quecksilberdampf und in Gegenwart von Helium. Vergleich der aus dem Term-system berechneten Anregungspotentiale der stärksten Linien mit Messungen durch Elektronenstoß von Déjardin.

Ich möchte auch an dieser Stelle Hrn. Präsident Paschen herzlich danken für die Anregung zu dieser Arbeit und für sein stets förderndes Interesse sowie für die Erlaubnis, als Gast in seinem Laboratorium zu arbeiten.

Berlin-Charlottenburg, Physikalisch-Technische Reichs-anstalt, Laboratorium des Präsidenten.

(Eingegangen 28. Juli 1929)

Die ersten Funkenspektren von Zink und Cadmium

Von Yutaka Takahashi¹⁾

(Mit 1 Figur)

Nachdem die Gesetze des Spektrums Hg II in ihren Grundzügen²⁾ erkannt waren (Dublettsystem und einige der höheren Seriengrenze ³D zugeordnete Terme) und die weitere Erforschung dieses Spektrums durch Hr. M. Naudé³⁾ in Angriff genommen war, erschien es vorteilhaft, zugleich auch die Arbeit von Salis⁴⁾ fortzusetzen. In dieser Arbeit waren die Dublettsysteme von Zn II und Cd II analysiert und von Zn II auch der tiefste ²D-Term der weiteren Gesetze gefunden. In der vorliegenden Arbeit werden die weiteren Gesetze für diese beiden Spektren behandelt. Besonders Cd II erwies sich in der gewählten Versuchsanordnung hierfür ergiebig. Als Muster diente der Term-aufbau des Spektrums Cu I und auch des Spektrums Hg II, soweit er gleichzeitig erkannt wurde. Die weiteren Gesetze betreffen hier starke Linien, wohl weil der zugehörige tiefste ²D-Term metastabil ist. Bei Cd II und Zn II ist das indessen nicht der Fall, und die betreffenden Linien sind schwächer.

Das gewöhnliche Dublettspektrum entspricht der Elektronenanordnung $(n\ d)^{10} (n+1)_k$ und führt für $k=1, 2, 3 \dots$ *s*-, *p*-, *d*-Terme. Die weiteren Gesetze kommen nach F. Hund zustande durch Heraustreten eines *d*-Elektrons aus der Zehnerschale. I. $(n\ d)^9 (n+1, s)^2$ gibt den tiefenverkehrten ²D-Term.

1) Anm. von F. Paschen: Hr. Takahashi hat die Untersuchung auf meine Veranlassung im Präsidentenlaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgeführt. Die Zahlentabellen hat Hr. Takahashi zusammengestellt. Den Text habe ich verfaßt. Alle Resultate sind von Hrn. Takahashi selbständig gefunden.

2) F. Paschen, Sitz.-Ber. Berl. Akad. d. Wiss. **32**, S. 536. 1928.

3) M. Naudé, vorstehende Arbeit.

4) G. von Salis, Ann. d. Phys. **76**, S. 145. 1925.

II. $(n d)^0, (n + 1, s) (n + 1, p)$ gibt das nächst höhere Termniveau, welches in P -, D' -, F -Terme von Dubletts und zugleich von Quartetts aufgespalten. III. $(n d)^0 (n + 1, s) (n + 1, d)$ entspricht einer noch höheren Termstufe, welche in S -, P' -, D -, F' -, G -Terme von Dubletts und Quartetts aufspaltet. Entsprechend diesen Aufspaltungen der Terme in II und in III werden sie schwächer. Die Linien, welche den Kombinationen II mit I und II mit III oder den Kombinationen zwischen diesen neuen und den gewöhnlichen Dublettermen entsprechen, und welche bei Cu I und Hg II noch ziemlich sicher den Teiltermen zugeordnet werden konnten, sind im Falle Zn II und Cd II

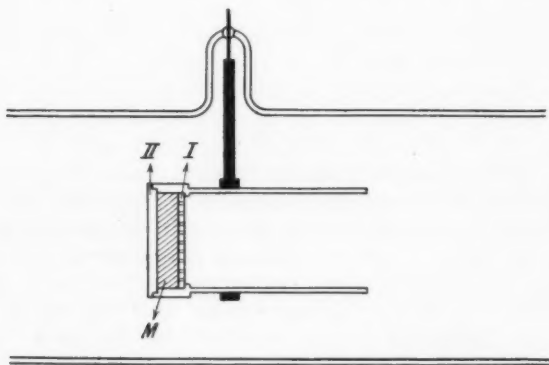


Fig. 1

meist schwach. Einzelne Terme von II und III konnten hier wohl nachgewiesen aber nicht mit Sicherheit zu Multiplets geordnet werden. Wichtig ist der Fund des tiefen verkehrten 2D -Terms der Stufe I bei Cd II, welcher nun wohl auch eine weitergehende Analyse des Spektrums Ag I ermöglichen wird.

Die experimentelle Anordnung der Lichtquelle war derjenigen nachgebildet, welche im Falle Hg II zum Erfolg geführt hatte. Aus dünnwandiger Retortenkohle wurde eine hinten abgeschlossene Zylinderkathode folgender Form gebildet (Fig. 1). Der dünne Deckel I aus Kohle hatte viele enge Löcher. M be-

deutet das Metall, Zink oder Cadmium, II ist ein zweiter Deckel. Die Kathode hing, durch einen Eisenring horizontal gehalten im Innern einer 4 cm weiten Glasröhre. Ein Strom reinen Heliums zirkulierte durch die Röhre. Bei Stromstärken von etwa 0,05 Amp. verdampfte oder zerstäubte das Metall genügend, so daß das gewünschte Spektrum im negativen Glimmerlicht im Innern der Kathode hell erschien. Bei einer Dicke von 5 mm genügte die Metallmenge für die Reinigung der Röhre und die darauf folgende mehrstündige Exposition mit Quarzspektrograph mittlerer Größe oder 1 m Vakuumgitterspektrograph.

Paschen hat im Falle des Quecksilbers bemerkt, daß in der Heliumatmosphäre gewisse Funkenlinien eine auffallende Verstärkung erleiden. Es sind das die Linien, deren Ausgangsniveau der 3^2P -Term ist, z. B. die Linie $2S-3P_2$, $\lambda = 6149.5 \text{ \AA}$. Er zeigte, daß die Anregung durch die Umwandlungsenergie des Heliums $1^1S-2^3S = 159838$ (19,728 Volt) in dem Falle gerade etwas über die Anregungsenergie des 3^2P -Niveaus hinausging, wenn sie metastabile Hg-Atome im 2^3P_0 -Niveau betraf, welche man im Glimmlicht wohl zahlreich voraussetzen darf.

Besonders im Falle des Cadmiums ergab sich ein ähnliches Phänomen der Verstärkung je eines einzelnen höheren Gliedes in den Serien, nämlich derjenigen, welche die Terme 5^2S , 6^2P , 6^2D , 6^2F als Anfangsniveau besitzen. Diese Terme haben eine Größe von 11000 bis 12600 cm^{-1} . Die Tab. 1 verdeutlicht dies. Diese Niveaus liegen ein wenig tiefer als der Term 10617 des Funkenspektrums, bis zu welchem die Anregung geht, wenn man annimmt, daß die gesamte Ionisierungsenergie des Heliumatoms von 24,475 Volt oder $\nu = 1^1S = 198293 \text{ cm}^{-1}$ auf das neutrale Cadmiumatom zur Wirkung gelangt und Ionisierung plus Anregung im Funkenspektrum ohne Verlust zustande bringt. Es ist nämlich:

die Ionisierungsenergie d. Atoms Cd	$1^1S = 72533$ (8,95 Volt)
die Ionisierungsenergie d. Ions Cd ⁺	$1^2S = 136377$ (16,84 Volt)
die Energie zur Doppelionisierung	Sa. = 208910 (25,79 Volt)
die Ionisierungsenergie des He-	
Atoms	$1^1S = 198293$ (24,475 Volt)
Höchst angeregter Term von	
Cd II = Differenz	10617

Die von Paschen angenommene Art der Anregung ergibt für Cadmium den Term 18958 des Spektrums Cd II als höchst anregbaren. Sie würde daher für die Verstärkung der Linien nicht angenommen werden können. Man hätte sich vorzustellen, daß das Heliumion sich neutralisiert, indem es ein Valenzelektron des Cadmiumatoms an sich reißt und vollständig „bindet“. Die dabei abgegebene Energie reicht aus, um das nächste Valenzelektron des Cadmiumions zum Cd II-Term 10617 zu heben. Bei genauer Übereinstimmung der Bilanz würde also die Bindung des Elektrons durch das Heliumion ein äquivalentes Leuchten des Cadmiumions und Atoms hervorbringen. Die auffallende Verstärkung der Linien, deren Ausgangsniveau ein wenig tiefer liegt, wäre ein ähnliches Phänomen, wie es von B. H. Beutler und B. Josephy¹⁾ beobachtet wurde, wenn die Umwandlungsspannung z. B. metastabiler Quecksilberatome vom 3^3P_0 -Zustand auf Natriumatome zur Wirkung kommt. Auch da wurde ein bestimmtes höheres Serienglied verstärkt, dessen Anregung der verfügbaren Energie entsprach. Das Phänomen kann als eine Art Energieresonanz angesehen werden, insofern die Energieübertragung beim Austausch atomistischer Energie verstärkt auftritt, wenn die beiderseitigen Energiebeträge gleich sind.

Im Falle des von Paschen bei Hg II bemerkten Verstärkungsphänomens treffen beide Anregungsmöglichkeiten zusammen. Aus dem von Paschen gegebenen Diagramm der Anregungen geht hervor, daß der Term 3^2P_2 des Funkenspektrums einer Anregung von 196151 cm^{-1} vom Zustande des neutralen Hg-Atoms aus bedarf. Paschens Annahme der Anregung des metastabilen Hg-Atoms im Zustande 2^3P_0 durch die Umwandlungsspannung 19,73 Volt des metastabilen Heliumatoms führt auf 197483 cm^{-1} , während die Ionisierungsspannung des Heliums 198293 cm^{-1} beträgt. Vielleicht ist die Verstärkung im Falle des Quecksilbers so auffallend, weil hier beide Anregungsmöglichkeiten nahe denselben Ausgangsterm ergeben, wobei nach dem Befunde bei Cadmium die Anregung durch das Heliumion jedenfalls im negativen Glimmlicht eine bedeutende Rolle spielen muß, während

1) B. H. Beutler und B. Josephy, Die Naturwiss. 15. S. 540. 1927.

in der positiven Säule und im Frerichschen Ansatzrohr¹⁾ die Anregung durch metastabiles Helium überwiegen wird, welche hier neutrale oder zu $2^3P_{0,1}$ angeregte Metallatome betrifft.

Während die Anregung durch die Umwandlungsspannung metastabiler (Hg- und He-) Atome ein vielfach beobachteter und bei aller Merkwürdigkeit sicher nachgewiesener Vorgang ist, ist die einfachere zu verstehende Anregung durch die Ionisierungsenergie der Edelgasatome von Duffendack und Black²⁾ zur Deutung ihrer Versuche mit Niederspannungsbögen herangezogen. Der Bogen brannte hier in Neon oder Argon, und es war etwas Kupferdampf beigemischt. Sie fanden nur in Neon, aber nicht in Argon diejenigen Linien niedriger Anregung des Kupferfunkenspektrums, welche von Shenstone in Gruppen geordnet sind. Wie R. Frerichs³⁾ ausgeführt hat, läßt sich das nicht verstehen, wenn man eine Anregung durch metastabile Edelgasatome annimmt. Die Annahme von Duffendack und Black einer Anregung durch die Edelgasionen findet durch die hier diskutierte bevorzugte Anregung bestimmter Cadmiumfunkenlinien eine Stütze.

Im Falle Zn II ist das Phänomen nicht so deutlich: 1. Die Anregung des Zn-Atoms durch das Heliumion geht bis zum Term 22356 von Zn II. 2. Die Anregung des Zinks vom metastabilen Zustand 2^3P_0 aus durch die Umwandlungsspannung des Heliums (nach Paschen) reicht nur bis zum Term 28502 von Zn II. Analog dem Cadmiumphänomen ist hier nur die Verstärkung der Linie $*D^{5/2} - 4^2P^{3/2} \lambda = 1747,15$ gegenüber derjenigen $*D^{5/2} - 3^2P^{3/2} \lambda = 2571,49$ bemerkt. Das bevorzugte Wirken der ersten Anregung gegenüber der zweiten geht daraus hervor, daß Linien mit Ausgangstermen zwischen 22356 und 28502 noch recht stark sind, wie $1^2S - 4^2P$, $2^2P - 4^2D$, $*D - 4^2P$, $*D - 4^2F$, was bei der zweiten Anregungsart nicht der Fall sein könnte. Tab. 2 verdeutlicht das.

1) F. Frerichs, Ann. d. Phys. 85. S. 376. 1928.

2) O. S. Duffendack u. J. G. Black, Phys. Rev. 29. S. 920. 1927.

3) R. Frerichs, Ann. d. Phys. 85. S. 377 u. 378. 1928.

Tabelle 1

Cd II

	1^2S $\lambda =$		$2^2P_{1/2}$ $\lambda =$	$2^2P_{3/2}$ $\lambda =$
$3^2P_{3/2}^{1/2}$	1055,83 (4) 1048,39 (4)	3^2S	1583,16 (4)	1647,98 (6)
$4^2P_{3/2}^{1/2}$	890,00 (0) 888,92 (2)	4^2S	1353,05 (2)	1400,06 (3)
$5^2P_{3/2}^{1/2}$	829,49 (0) ?	5^2S	1256,05 (7)	1296,47 (12)
$6^2P_{3/2}^{1/2}$	798,42 (2,5)	6^2S	1204,70 (0)	1241,57 (1)

	$2^2P_{1/2}$ $\lambda =$	$2^2P_{3/2}$ $\lambda =$		$*D_{3/2}$ $\lambda =$	$*D_{5/2}$ $\lambda =$
$4^2D_{5/2}^{3/2}$	1514,25 (8)	1573,41 (3) 1571,58 (12)	$5^2P_{3/2}^{1/2}$	2182,64 (0)	1943,41 (7)
$5^2D_{5/2}^{3/2}$	1326,50 (6)	1371,82 (1) 1370,91 (5)	$6^2P_{3/2}^{1/2}$	1986,81 (3) 1985,56 (2)	1785,75 (12)
$6^2D_{5/2}^{3/2}$	1242,63 (5)	1281,80 (7)			

	$*D_{3/2}$ $\lambda =$	$*D_{5/2}$ $\lambda =$
$4^2F_{7/2}^{5/2}$		2552,91 (2)
$5^2F_{7/2}^{5/2}$	2290,86 (0,5)	2028,86 (1)
$6^2F_{7/2}^{5/2}$	2036,79 (4)	1827,62 (11)
$7^2F_{7/2}^{5/2}$	1908,71 (1)	1723,00 (1) 1724,35 (4)
$8^2F_{7/2}^{5/2}$		1662,55 (00)

Die Terme 5^2S , 6^2P und 6^2F , die ein wenig tiefer als 10616 (Anregung mit He^+) liegen, sind sehr stark angeregt. Bei 2^2D ist die Verstärkung von 6^2D nicht so deutlich. $7^2F_{7/2}$, das ein wenig höher als 10616 liegt, ist auch ziemlich verstärkt. Es spielt vielleicht in dem letzten Falle die kinetische Energie von He^+ eine Rolle.

Tabelle 2

Zn II

	1^2S $\lambda =$		$2^2P_{1/2}$ $\lambda =$	$2^2P_{3/2}$ $\lambda =$
$2^2P_{3/2}^{1/2}$	2062,72 (35) 2026,25 (60)	2^2S	2502,61 (80)	2558,64 (100)
$3^2P_{3/2}^{1/2}$	986,54 (2) 984,16 (3)	3^2S	1514,77 (10)	1535,22 (20)
$4^2P_{3/2}^{1/2}$	833,62 (2)	4^2S	1291,99 (0)	1306,77 (1)

	$2^2P_{1/2}$ $\lambda =$	$2^2P_{3/2}$ $\lambda =$		$*D_{3/2}$ $\lambda =$	$*D_{5/2}$ $\lambda =$
$3^2D_{5/2}^{3/2}$	2064,95 (40)	2102,88 (20) 2100,69 (40)	$3^2P_{3/2}^{1/2}$		2571,49 (5)
$4^2D_{5/2}^{3/2}$	1439,12 (30)	1457,41 (10) 1456,88 (50)	$4^2P_{3/2}^{1/2}$	1836,68 (8) 1834,30 (3)	1747,15 (20)
$5^2D_{5/2}^{3/2}$	$5^2P_{3/2}^{1/2}$	1581,63 (0)	

	$*D_{3/2}$ $\lambda =$	$*D_{5/2}$ $\lambda =$
$4^2F_{7/2}^{5/2}$	1929,69 (1)	1833,51 (1,5)
$5^2F_{7/2}^{5/2}$		1551,00 (0) C ?
$6^2F_{7/2}^{5/2}$	1488,92 (0000)	1430,81 (000) ?

Die Verstärkung von 3^2S , 4^2P , 4^2D ist nicht so deutlich wie bei Cd. $*D_{5/2}-4^2P_{3/2}$ ist viel stärker als $*D_{3/2}-3P_{3/2}$.

Tabelle 3. Term-Tabelle Zn II

$m =$	1	2	3	4	5	6	7	8
$^2S_{1/2}$	T 144890,23 1,741	56454,42 2,788	30393,87 3,800	19011,64 4,805	13014,23 5,808	9468,07 6,809	—	—
$^2P_{3/2}$	T —	95536,52 2,143	43280,30 3,185	24931,55 4,196	16219,03 5,202	—	—	—
$^2P_{1/2}$	T —	873,53 —	245,08 —	70,88 —	37,14 —	—	—	—
$^2P_{1/2}$	T —	96410,05 2,134	43525,38 3,176	25002,43 4,190	16256,17* 5,196	—	—	—
$^2D_{3/2}$	T —	—	47931,42 3,026	26898,19 4,040	17248,32 5,045	12073,03 6,047	8834,48 7,049	6773,82 8,050
$^2D_{5/2}$	T —	—	50,78 —	24,20 —	13,01 —	7,14 —	4,51 —	3,21 —
$^2D_{3/2}$	T —	—	47982,20 3,025	26922,39 4,038	17261,33 5,043	12010,17 6,045	8838,99 7,047	6777,03 8,048
$^2F_{7/2}$	T —	—	—	27628,04 3,986	17691,71 4,981	12252,08 5,985	9001,96 6,983	6885,07 7,985
$^2F_{5/2}$	T —	—	—	—	-10,61 —	35,20 —	-2,78 —	—
$^2F_{3/2}$	T —	—	—	—	17681,10 4,983	12287,28 5,979	8999,18 6,984	—
2G	T —	—	—	—	—	12207,29 5,9965	8968,12 6,9961	—

* $^52P_{1/2}$ ist neu. — Die tiefsten Terme der S -, P -, D -, F -Reihen sind der wahren Quantenzahl 4, der G -Reihe der-
jenigen 5 zugeordnet.

A B

* $^5P_{1/2}$ ist neu. — Die tiefsten Terme der S -, P -, D -, F -Reihen sind der wahren Quantenzahl 4, der G -Reihe derjenigen 5 zugeordnet.

		A		B	
$\left\{ \begin{array}{l} *D_{3/2} \\ *D_{5/2} \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} = 82169,02 \\ = 2719,06 \\ = 79449,96 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} (1) = 35076,96 \\ (2) = 34219,18 \\ (3) = 32899,49 \\ (4) = 32368,10 \\ (5) = 32311,49 \\ (6) = 31393,68 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} (7) = 30847,91 \\ (8) = 30059,17 \\ (9) = 13242,88 \\ (10) = 33149,41 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} (1) = + 5375,23 \\ (2) = + 3707,48 \\ (3) = - 4566,26 \\ (4) = - 5339,64 \\ (5) = - 5390,92 \\ (6) = - 8375,93 \end{array} \right\}$	$\left\{ \begin{array}{l} (7) = - 9033,24 \\ (8) = - 9574,75 \\ (9) = - 10310,67 \\ (10) = - 10980,25 \\ (11) = - 11396,40 \end{array} \right\}$

Die Terme B sind unsicher. Die Terme A (1) und A (10) sind auch nicht sicher.

Tabelle 4

Zn II. Kombination zwischen A und 2S , 2D , 4D .

A (1) {			$^*D_{3/2}$ 0		$^*D_{5/2}$ 0	
A (2) {			$^*D_{3/2}$ 3		$^*D_{5/2}$ 1,5	
A (3) {	1S 2		$^*D_{3/2}$ 3		$^*D_{5/2}$ 00	
A (4) {	1S 1	5S ? p. 000	$^*D_{3/2}$ 00			
A (5) {	1S 00		$^*D_{3/2}$ 00	$7D_{3/2}^{3/2}$ p. 1 d.		
A (6) {	1S 1	2S p. 12	$^*D_{3/2}$ 000		$^*D_{5/2}$ 2	
A (7) {			$^*D_{3/2}$ 15		$^*D_{5/2}$ 1	
A (8) {			$^*D_{3/2}$ 2		$^*D_{5/2}$ 10	$8D_{5/2}$ p. 2
A (9) {			$^*D_{3/2}$ 00		$^*D_{5/2}$ 0	
A(10) {					$^*D_{5/2}$ 10	

Kombination zwischen B und 2P , 2F , A.

B (2) {				A (7) p. 6	A (8) p. 000 d.	
B (3) {	$4P_{1/2}$ p. 0		A (2) p. 000000	A (3) p. 000000		
B (4) {	$3P_{1/2}$ 00		A (1) ? p. 0000	A (2) p. 0000	A (3) p. 1	A (4) p. 000000
B (5) {			A (3) p. 000000	A (7) p. 0000	A (8) p. 00000	
B (6) {			A (2) 00	A (3) p. 0000		
B (7) {			A (3) p. 00	A (7) p. 0000		
B (8) {			A (5) p. 00	A (7) ? p. 0000	A (8) p. 0000	
B (9) {			A (6) p. 00	A (7) p. 1	A (8) p. 00000	
B(10) {			A (10) 10	A (7) 2		
B(11) {		$4P_{3/2}$ p. 000000	A (9) p. 6			

Kombination zwischen *D und 3P , 2F .

	$2^2P_{1/2}$	$2^2P_{3/2}$	$3^2P_{1/2}$	$3^2P_{3/2}$	$4^2P_{1/2}$	$4^2P_{3/2}$	$5^2P_{1/2}$	$5^2P_{3/2}$	$6^2P_{1/2}$	$6^2P_{3/2}$
$^*D_{3/2}$	Salis	Salis	Salis	Salis	8	3				
$^*D_{5/2}$	Salis	Salis	Salis	Salis	20					
$^*D_{3/2}$	$4^2F_{5/2}$ 1	$4^2F_{7/2}$ 1,5	$5^2F_{5/2}$	$5^2F_{7/2}$ 0 ?	$6^2F_{5/2}$ 000	$6^2F_{7/2}$ 000 ?				

3*

Tabelle 5

Das Spektrum Zn II. (Die von Salis eingeordneten Linien sind nicht angegeben.) Aufnahme mit Quarzspektrograph.

I	λ_L	ν	Kombination	$\nu_{\text{ber.}} - \nu_{\text{beob.}}$
000 d	5165,16	19355,11	$A(4) - 5^2S_{1/2}$	- 1,24
00 d	4351,09	22976,31	$3^2D_{5/2} - 4^2P_{1/2}$	3,46
2,5	4300,81	23244,92		
2	4292,99	23287,26	$A(8) - 8^2D_{5/2}$	- 1,81
1 d	4258,72	23474,65	$A(5) - 7^2D_{3/2, 5/2}$	- 2,15, + 2,36
1	4148,57	24097,92		
6	4057,71	24637,51	$A(9) - B(11)$	1,77
12	3989,23	25060,43	$2^2S_{1/2} - A(6)$	0,31
000	3948,12	25321,37		
00 d	3812,86	26219,62		
000 d	3793,91	26350,58	$A(8) - B(2)$	1,11
00	3739,99	26730,47		
000	3713,72	26919,55		
000000	3703,41	26994,49		
6	3683,48	27140,54	$A(7) - B(2)$	- 0,11
00	3668,13	27254,12		
3	3639,53	27468,28		
00	3631,93	27525,75		
00	3624,06	27585,53		
00	3572,65	27982,47		
0	3381,04	29568,24	$4^2P_{1/2} - B(3)$	0,45
2	3337,16	29957,01		
2	3182,82	31409,62		
0	2873,19	34794,33		
2	2832,95	35288,54		
1	2826,13	35373,69		
00000	2820,05	35449,95	$A(8) - B(5)$	0,14
2	2801,79	35680,98	$3^2D_{5/2} - 6^2F_{7/2}$	- 1,64
0000	2758,77	36237,35	$A(7) - B(5)$	1,48
000000	2751,79	36329,26	$4^2P_{3/2} - B(11)$	- 1,31
000000	2668,47	37463,54	$A(3) - B(3)$	2,21
000000	2651,21	37707,42	$A(4) - B(4)$	0,32
1	2614,30	38239,75	$A(3) - B(4)$	- 0,62
000000	2610,73	38292,04	$A(3) - B(5)$	- 1,63
000000	2577,34	38788,09	$A(2) - B(3)$	- 2,65
000	2568,08	38927,94	$3^2D_{3/2} - 7^2F_{7/2}$	1,52
0000	2527,14	39558,53	$A(2) - B(4)$	0,29
0000	2522,17	39636,48	$A(8) - B(8)$	- 2,59
0000	2506,80	39879,48	$A(7) - B(7)$	1,67
000	2486,92	40198,25		
000000	2476,38	40369,33	$A(8) - B(9)$	0,51
0000	2473,27	40420,09	$A(1) - B(4), A(7) - B(8)$	- 3,49, + 2,57
000	2441,91	40939,13		
2	2439,42	40980,92		
000	2433,11	41087,19		
1	2428,86	41159,08	$A(7) - B(9)$	- 0,50
000	2423,28	41253,85		
0000	2421,84	41278,37	$A(3) - B(6)$	0,05
0,5	2409,08	41496,99		

Tabelle 5 (Fortsetzung)

I	λ_E	ν	Kombination	$\nu_{\text{ber.}} - \nu_{\text{beob.}}$
00	2397,17	41703,15	A (6) — B (9)	1,20
00	2393,81	41761,68		
5	2390,04	41827,54	A (7) — B (10)	0,62
00	2386,75	41885,20	A (5) — B (8)	1,04
00	2383,95	41934,39	A (3) — B (7)	1,76
000	2382,68	41956,74		
000	2375,03	42091,87		
000	2371,78	42149,54		
0	2346,80	42598,15	A (2) — B (6)	— 0,04
1	2265,51	44126,49	A (10) — B (10)	+ 3,17
1	2253,06	44370,30	* $D_{3/2}$ — A (1)	2,70
00	2229,59	44837,32		
0	2210,47	45228,17	* $D_{5/2}$ — A (2)	2,61

Tabelle 6

Das Spektrum Zn II. (Die von Salis eingeordneten Linien sind nicht angegeben.) Aufnahme mit Gitter im Vakuum.

I	$\lambda_{\text{vak.}}$	ν	Kombination	$\nu_{\text{ber.}} - \nu_{\text{beob.}}$
0	2440,21	40980,08		
2	2390,79	41827,18	A (7) — B (10)	0,98
00	2347,30	42602,14	A (2) — B (6)	— 4,03
10	2266,00	44130,63	A (10) — B (10)	— 0,97
0	2253,59	44373,65	* $D_{3/2}$ — A (1)	— 0,65
000	2241,02	44622,54		
000	2230,13	44840,44		
3	2210,86	45231,18	* $D_{5/2}$ — A (2)	— 0,40
00	2157,06	46359,40		
3	2148,15	46551,68	* $D_{3/2}$ — A (3)	— 1,21
00	2124,04	47080,09	* $D_{5/2}$ — A (4)	1,77
0	2123,50	47091,40	* $D_{5/2}$ — A (1)	0,66
00	2121,41	47138,46	* $D_{5/2}$ — A (5)	0,01
00	2118,12	47211,68		
000	2106,51	47471,88		
00	2097,65	47672,40		
1,5	2085,53	47949,44	* $D_{5/2}$ — A (2)	0,40
00	2083,15	48004,23		
000	2082,20	48026,13		
000	2081,16	48050,12	* $D_{3/2}$ — A (6)	6,16
00	2079,82	48081,09	$3^2P_{1/2}$ — B (4)	5,05
1	2077,14	48143,12		
15	2057,51	48602,43	* $D_{3/2}$ — A (7)	— 0,38
10	2040,00	49019,61	* $D_{5/2}$ — A (10)*	0,00
00	2029,70	49268,36	* $D_{5/2}$ — A (3)	1,17
2	2024,66	49391,01	* $D_{5/2}$ — A (8)	— 0,22
10	2012,62	49686,48		
00	2009,32	49768,08		

1) * $D_{5/2}$ — A (10) ist nicht sicher,

Tabelle 6 (Fortsetzung)

I	$\lambda_{\text{Vak.}}$	ν	Kombination	$\nu_{\text{ber.}} - \nu_{\text{beob.}}$
2	1969,46	50775,34	$*D_{3/2} - A (6)$	0,00
1	1948,53	51320,74	$*D_{3/2} - A (7)$	0,37
1	1929,69	51821,80	$*D_{3/2} - 4^3F_{5/2}$	0,12
10	1919,02	52109,66	$*D_{3/2} - A (8)$	0,19
8	1836,68	54446,06	$*D_{3/2} - 4^3P_{1/2}$	1,47
3	1834,30	54516,71	$*D_{3/2} - 4^3P_{3/2}$	1,70
1,5	1833,51	54541,69	$*D_{3/2} - 4^3F_{5/2, 7/2}$	- 0,71
20	1747,15	57236,07	$*D_{3/2} - 4^3P_{3/2}$	1,40
0	1673,07	59770,36		
000	1644,80	60797,67		
0	1639,29	61002,02		
0	1629,21	61379,44		
00	1585,49	63071,99		
0	1581,63	63225,91	$*D_{3/2} - 5^2P_{1/2}$	5,02
0	1551,00	64474,53	$*D_{3/2} - 5^2F_{7/2} \text{ C ?}$	2,78
20	1535,22	65137,24	$2^2P_{3/2} - 3^2S_{1/2}$	5,41
1	1523,98	65617,66		
10	1514,77	66016,62	$2^2P_{1/2} - 3^2S_{1/2}$	- 0,44
00	1510,40	66207,63	$*D_{3/2} - A (9)$	- 0,55
00	1505,91	66405,03		
0000	1488,92	67162,78	$*D_{3/2} - 6^2F_{5/2}$	- 0,10
1	1486,07	67291,58		
000	1481,79	67485,95		
0	1478,28	67646,18		
00	1473,43	67868,85		
10	1457,41	68614,87	$2^2P_{3/2} - 4^2D_{3/2}$	- 0,74
50	1456,88	68639,83	$2^2P_{1/2} - 4^2D_{5/2}$	- 1,50
0	1450,84	68925,59	$*D_{3/2} - A (9)$	0,55
0	1445,06	69201,28		
30	1439,12	69486,91	$2^2P_{1/2} - 4^2D_{3/2}$	0,75
000	1430,81	69890,48	$*D_{3/2} - 6^2F_{5/2, 7/2} ?$	- 8,74, + 26,46
1	1306,77	76524,56	$2^2P_{3/2} - 4^2S_{1/2}$	- 9,68
0	1291,99	77399,98	$2^2P_{1/2} - 4^2S_{1/2}$	- 1,57
0000	1263,42	79150,25	$2^2P_{1/2} - 5^2D_{3/2}$	- 1,53
000	1261,59	79265,06		
000	1260,91	79307,80		
000	1193,17	83810,36		
2	986,54	101364,4	$1^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}$	0,5
3	984,16	101609,5	$1^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$	0,4
1	949,48	105320,8		
2	892,91	111993,4	$1^2S_{1/2} - A (3)$	- 2,7
1	888,70	112523,9	$1^2S_{1/2} - A (4)$	- 1,9
00	888,17	112591,1	$1^2S_{1/2} - A (5)$	- 12,4
1	881,08	113497,1	$1^2S_{1/2} - A (6)$	- 0,5
00	834,20	119875,3	$1^2S_{1/2} - 4^2P_{1/2}$	12,5
2	833,62	119958,7	$1^2S_{1/2} - 4^2P_{3/2}$	0,0

Tabelle 7. Term-Tabelle Cd II

$m =$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$3S_{1/2}$	T 136376,6 n^* 1,794	53386,37 2,807	29077,10 ¹⁾ 3,885	18335,49 4,893	12624,31 5,897	9223,21 6,899	7033,80 7,900	5540,60 8,901	—
$2P_{3/2}$	T n^*	89758,07 2,211	40992,54 3,272	23886,27 4,287	15668,03 5,293	11119,77 ¹⁾ 6,283	—	—	—
$2P_{1/2}$	T n^*	2483,22 92241,29	673,26 31,21	115,47 15722,44	54,41 11151,36 ¹⁾	31,21 —	—	—	—
$2D_{3/2}$	T n^*	2,181	3,246	4,276	5,284	6,274	—	—	—
$2D_{5/2}$	T n^*	—	46531,04 3,071	26128,58 4,099	16814,24 5,109	11738,92 6,115	8663,87 7,118	6657,66 8,120	5275,83 9,121
$2D_{5/2}$	T n^*	—	154,27 46685,31	73,51 26202,09	39,47 16853,98	23,43 11762,35	14,94 8678,91	9,94 6667,60	7,44 5283,27 ¹⁾
$2F_{5/2}$	T n^*	—	3,066	4,093	5,103	6,109	7,112	8,114	9,115
$2F_{7/2}$	T n^*	—	—	27942,34 3,963	17828,65 4,962	12402,97 5,9490	9126,47 6,9351	—	—
$2F_{7/2}$	T n^*	—	—	12,77 27955,11	—	-16,18 12386,79	-34,01 9092,46	—	—
$2G$	T n^*	—	—	3,9625	—	5,9529	6,9481	7,943	—
	T n^*	—	—	—	—	12223,22	8977,91	6872,14	—
	T n^*	—	—	—	—	5,993	6,992	7,992	—

1) 3^2S , $6^2P_{1/2}$, $6^2P_{3/2}$, $9^2D_{3/2}$ und $8^2F_{5/2}$ sind neu. Die tiefsten Terme aller Reihen sind der wahren Quantenzahl 5 zugeordnet, nur die der F -Reihe derjenigen 4. Die Terme B sind unsicher.

A					B						
(1)	= 29816,97	(10)	$4P_{1/2}$	= 18382,34	(3)	= 11961,17	(14)	= 21051,74			
(2)	= 26936,86	(11)		= 17319,81	(4)	= 12204,01	(15)	= 21206,87			
(3)	= 26208,85	(12)		= 16240,03	(5)	= 13052,10	(16)	= 21482,35			
(4)	= 24018,12	(13)		= 15093,47	(6)	= 13122,34	(17)	= 21914,54			
(5)	$4P_{3/2}$	(14)		= 8378,83	(7)	= 13167,02	(18)	= 23549,01			
(6)	$4P_{1/2}$	(15)		= 6696,79	(8)	= 15256,78	(19)	= 24950,86			
(7)	= 21425,99				(9)	= 15986,82	(20)	= 26683,75			
(8)	$4P_{3/2}$				(11)	= 16445,69	(21)	= 26801,95			
(9)	= 20151,36				(12)	= 17227,80					
	= 19423,45										

$\left\{ \begin{array}{l} *D_{3/2} = 67117,74 \\ \Delta = 5634,78 \\ *D_{5/2} = 61482,96 \end{array} \right.$

Tabelle 8

Cd II. Kombination zwischen A und *D , 2S , 2D .

A (1)			$^*D_{3/2}$ p. 00		$^*D_{5/2}$ p. 3	
A (2)	1^2S 00		$^*D_{3/2}$ p. 0?		$^*D_{5/2}$ 00	
A (3)			$^*D_{3/2}$ p. 10	$3^2D_{3/2}$ p. 10	$^*D_{5/2}$ p. 0,5	
A (4)			$^*D_{3/2}$ p. 2		$3^2D_{5/2}$ p. 0	
A (5)			$^*D_{3/2}$ p. 4		$^*D_{5/2}$ 6	
A (6)	2^2S 0000				$^*D_{5/2}$ 000	$3^2D_{5/2}$ p. 0000
A (7)			$^*D_{3/2}$ 0,5	$3^2D_{3/2}$ p. 8	$^*D_{5/2}$ 0	
A (8)	1^2S 1	2^2S 00	$^*D_{3/2}$ 4	$3^2D_{3/2}$ p. 0	$^*D_{5/2}$ 2	
A (9)	1^2S 000	2^2S 0000?	$^*D_{3/2}$ 3	$3^2D_{3/2}$ p. 10	$^*D_{5/2}$ 8	$3^2D_{5/2}$ p. 000
A (10)	1^2S 1		$^*D_{5/2}$ 000			
A (11)	1^2S 1	2^2S 1			$^*D_{5/2}$ 2	$3^2D_{5/2}$ p. 0
A (12)	1^2S 2	2^2S 000	$^*D_{3/2}$ 2	$3^2D_{3/2}$ p. 000	$^*D_{5/2}$ 2	
A (13)			$^*D_{3/2}$ 6	$3^2D_{3/2}$ p. 000	$^*D_{5/2}$ 13	$3^2D_{5/2}$ 0
A (14)	2^2S 00	3^2S 00	$^*D_{3/2}$ 0		$^*D_{5/2}$ 5	
A (15)			$^*D_{5/2}$ 000	$3^2D_{3/2}$ 00	$^*D_{5/2}$ 6	$3^2D_{5/2}$ 00 $4^2D_{5/2}$ p. 00000

Kombination zwischen *D und 2P .

	$2^2P_{1/2}$	$2^2P_{3/2}$	$3^2P_{1/2}$	$3^2P_{3/2}$	$4^2P_{1/2}$	$4^2P_{3/2}$	$5^2P_{1/2}$	$5^2P_{3/2}$	$6^2P_{1/2}$	$6^2P_{3/2}$
$^*D_{3/2}$	p. 100	p. 100	be- deckt v. He	be- deckt ?	?	bed. von Cd II	—	0	3	2
$^*D_{5/2}$		sehr stark		p. 5		bed. v. Cd II		7		12

Tabelle 8. (Fortsetzung)
Kombination zwischen *D und 2F .

	$4^2F_{5/2}$	$4^2F_{7/2}$	$5^2F_{5/2}$	$5^2F_{7/2}$	$6^2F_{5/2}$	$6^2F_{7/2}$	$7^2F_{5/2}$	$7^2F_{7/2}$	$8^2F_{5/2}$	$8^2F_{7/2}$
$^*D_{3/2}$	bed. v. Cd I	—	0,5	—	4	—	1	—	—	—
$^*D_{5/2}$	—	2	—	1	—	11	—	4	—	00

Cd II. Kombination zwischen B und 2P , 2F , A .

$B(3)$				5^2F p. 0,5	$A(9)$ p. 000	$A(8)?$ p. 000		
$B(4)$	$3^2P_{1/2}$ 3				$A(11)$ p. 40	$A(9)$ p. 00	$A(8)?$ p. 0000	
$B(5)$					$A(11)$ p. 0000	$A(9)$ p. 0000	$A(7)$ p. 0000	$A(1)$ 000
$B(6)$				$4^2F_{5/2}$ 00	$A(10)$ p. 000	$A(9)$ p. 000	$A(7)?$ p. 0	
$B(7)$	$3^2P_{1/2}$ 0,5	$5^2P_{1/2}$ p. 0000			$A(12)$ p. 5	$A(11)$ p. 0000	$A(4)$ p. 000	$A(1)$ 00
$B(8)$			$5^2P_{3/2}$ p. 1		$A(12)$ p. 000	$A(11)$ p. 000		
$B(9)$					$A(14)$ p. 00 d.	$A(11)$ p. 3	$A(2)$ 00	
$B(11)$			$5^2P_{1/2}$ p. 000		$A(12)$ p. 000	$A(11)$ p. 0000		
$B(12)$					$A(11)?$ p. 0	$A(8)$ p. 00	$A(1)$ 0	
$B(14)$				$4^2F_{5/2}$ 0	$A(8)$ p. 1	$A(9)$ p. 40		
$B(15)$	$5^2P_{1/2}$ p. 30	$6^2P_{1/2}$ p. 0000			$A(13)$ p. 00	$A(12)$ p. 000		
$B(16)$			$4^2P_{1/2}$ 00		$A(4)$ 000	$A(7)$ p. 0000	$A(9)?$ p. 0,5	
$B(17)$					$A(4)$ 0	$A(6)$ 0	$A(7)?$ 0	$A(9)$ p. 1
$B(18)$					$A(1)$ 2	$A(12)$ p. 0000		
$B(19)$					$A(10)?$ 0	$A(11)$ p. 000	$A(12)$ p. 0	
$B(20)$				5^2F 00	$A(11)$ 00			
$B(21)$					$A(3)$ 00	$A(5)$ 10	$A(9)$ 0	$A(12)$ p. 000

Tabelle 9

Das Spektrum Cd II. (Die von Salis eingeordneten Linien sind nicht angegeben.) Aufnahme mit Quarzspektrograph.

I	λ	ν	Kombination	$\nu_{\text{ber.}} - \nu_{\text{beob.}}$
Messung von Salis	1	7664,74	$4^2P_{3/2} - 7^2D_{3/2}$	+ 0,63
	3	6567,73		
	6	5025,52		
	10	4881,73		
	15	3495,36		
000	5195,36	19242,60	$4^3D_{3/2} - 8^2F_{5/2}$	+ 2,03
00000	5143,69	19435,90	$4^3D_{3/2} - A (15)$	- 4,11
2 d	5025,95	19891,20	$3^2D_{3/2} - A (3)$	- 1,13
10	4882,04	20477,54		
0	4834,96	20676,93	$3^2S_{1/2} - A (14)$	- 4,06
00	4829,03	20702,33		
00	4605,81	21705,65	$3^2D_{3/2} - A (4)$	+ 0,65
00	4588,64	21786,87		
00 d	4491,42	22258,45		
0	4440,78	22512,27		
250	4414,63			
	{ 4415,66 ¹⁾	22640,33	$2^2P_{3/2} - *D_{3/2}$	0,0
	{ 4413,06		Cd I	
	{ 4412,31		Cd II	
0000	4384,60	22800,71	$3^2D_{3/2} - 4^2P_{3/2}$	- 1,67
2	4245,86	23545,75	$A (14) - B (9)$	- 5,85
1 d v	4243,39	23559,45		
1	4130,57	24202,93		
0,5	4112,55	24308,98		
0	4110,28	24322,41		
00 d	4102,00	24371,50	$3^2D_{3/2} - A (6)$	- 6,42
00	4094,50	24416,14		
0000	4016,56	24889,92	$3^2D_{3/2} - A (7)$	- 2,67
5	4006,68	24951,29		
8	3957,40	25261,99	$*D_{3/2} - 3^2P_{3/2}$	+ 5,19
5	3827,40	26120,01		
0	3776,32	26473,31	$3^2D_{3/2} - A (8)$	+ 2,82
0	3768,09	26531,13		
00	3697,50	27037,63	$3^2D_{3/2} - A (9)$	+ 2,15
000	3688,25	27105,44		
10	3667,33	27260,06	$3^2D_{3/2} - A (9)$	+ 1,80
000	3655,36	27349,32		
000	3645,43	27423,82	$2^2P_{3/2} - *D_{3/2}$	+ 0,30
100	3535,71	28274,81		
100	3495,33	28601,45	$5^2P_{1/2} - B (7)$	- 5,90
0000	3459,80	28895,16		

1) λ 4415,63 wurde im Zn-Spektrum als Verunreinigung mit der Intensität 4 beobachtet, wo λ 3535,67 und 3250,30 mit den Intensitäten 1 und 3 beobachtet wurden.

Tabelle 9 (Fortsetzung)

I	λ	ν	Kombination	$\nu_{\text{ber.}} - \nu_{\text{beob.}}$
0	3422,98	29205,97	$3^2D_{3/2} - A(11)$	+ 5,26
5	3399,65	29406,38	$A(12) - B(7)$	+ 0,67
40	3385,40	29530,16	$A(11) - B(4)$	- 6,43
00	3376,78	29605,54		
00 d	3370,91	29657,00		
0,5	3355,30	29795,06	$5^2F - B(3)$	- 4,74
0000	3292,11	30366,94	$A(11) - B(5)$	+ 4,79
000	3283,56	30446,01	$3^2D_{3/2} - A(12)$	- 0,73
0000	3279,17	30486,77	$A(11) - B(7)$	+ 0,06
100	3250,11	30759,35	$2^2P_{1/2} - *D_{3/2}$	- 1,02
2	3238,81	30866,66	$3^2D_{3/2} - 5^2P_{3/2}$	- 3,65
1	3232,35	30928,35	$5^2P_{3/2} - B(8)$	- 3,54
0	3222,59	31022,01	$3^2D_{3/2} - 5^2P_{3/2}$	- 4,73
000	3194,34	31296,35		
000	3185,55	31382,71	$A(9) - B(3)$	+ 2,41
0	3180,03	31437,18	$3^2D_{3/2} - A(13)$	+ 0,39
000	3174,42	31492,74	$A(12) - B(8)$	+ 4,07
000	3173,63	31500,58	$A(10) - B(6)$	+ 4,10
000	3164,42	31592,26	$3^2D_{3/2} - A(13)$	- 0,42
00	3161,81	31618,33	$A(9) - B(4)$	+ 9,13
0000	3160,88	31627,63		
00	3157,10	31665,50	$*D_{3/2} - A(1)$	+ 0,49
0000	3149,91	31737,78	$2^2S_{1/2} - A(6)$	+ 1,05
00	3129,21	31947,72		
000	3121,77	32023,85		
000	3118,85	32053,84		
000	3112,91	32115,00	$A(8) - B(3), 5^2P_{3/2} - B(11)$	- 1,97, - 1,28
00	3095,41	32296,55		
0000	3089,84	32354,77	$A(8) - B(4), 6^2P_{1/2} - B(15)$	+ 0,60, + 3,46
0	3084,88	32406,79		
0000	3078,50	32473,95	$A(9) - B(5)$	+ 1,40
000	3077,17	32487,98		
0000	3073,80	32523,60		
000	3071,67	32546,15	$A(9) - B(6)$	- 0,36
000	3068,80	32576,59	$A(11) - B(8)$	0,0
00	3064,95	32617,52		
000	3059,20	32678,81	$A(12) - B(11)$	+ 6,91
000	3053,13	32743,78		
000	3048,82	32790,06		
4	3035,79	32930,80		
00	3008,06	33234,36	$2^2S_{1/2} - A(8)$	+ 0,65
3	3001,51	33306,88	$A(11) - B(9)$	- 0,25
000	2996,55	33362,01		
0000	2960,74	33765,50	$A(11) - B(11)$	0,0
000	2948,05	33910,84		
0000 ?	2943,60	33962,11	$2^2S_{1/2} - A(9)$	+ 0,81
00	2912,68	34322,62	$3^2P_{3/2} - 8^2D_{3/2}$	+ 2,48
0000	2899,43	34479,46	$A(7) - B(5)$	- 1,37

Tabelle 9 (Fortsetzung)

I	λ	ν	Kombination	$\nu_{\text{ber.}} - \nu_{\text{beob.}}$
0	2893,74	34547,25	$*D_{3/2} - A(2), A(7) - B(6),$ $A(11) - B(12)$	- 1,15, + 1,08, + 0,36
10	2834,19	35273,10	$*D_{3/2} - A(3)$	+ 1,01
4	2823,19	35410,52	$3^2D_{3/2} - 6^2P_{3/2}$	+ 0,75
2	2813,41	35533,61	$3^2D_{3/2} - 6^2P_{1/2}$	+ 0,34
0	2810,93	35564,96	$3^2D_{3/2} - 6^2P_{3/2}$	+ 0,58
5	2805,61	35632,40		
000	2799,57	35709,27	$3^2P_{3/2} - 9^2D_{3/2}$	0,0
0	2776,07	36011,54		
1	2771,94	36065,19	$2^2S_{1/2} - A(11)$	+ 1,37
00	2753,80	36302,75	$A(13) - B(15)$	- 2,41
000	2737,81	36514,76		
30	2707,14	36928,42	$5^2P_{1/2} - B(15)$	+ 0,89
000	2691,48	37143,27	$2^2S_{1/2} - A(12)$	+ 3,07
000	2688,30	37187,20	$A(4) - B(7)$	- 2,06
3	2680,08	37301,26	$*D_{3/2} - A(1)$	- 0,49
00	2674,82	37374,60	$A(8) - B(12)$	+ 4,56
000	2669,92	37443,19	$A(12) - B(15)$	+ 3,71
2	2668,33	37465,50	$*D_{3/2} - A(4)$	- 0,66
0	2638,49	37889,19		
0 d v	2630,71	38001,23		
000	2623,09	38111,62		
4	2618,97	38171,57	$*D_{3/2} - A(5)$	+ 2,44
2	2552,99	39158,02	$*D_{3/2} - 4^2F_{3/2}$	+ 4,61
20	2552,17	39170,60	$*D_{3/2} - 4^2F_{7/2}$	+ 4,80
00	2526,23	39572,78	$3^2D_{3/2} - 8^2F_{3/2}$	+ 0,80
5	2516,36	39727,99	$3^2D_{3/2} - 8^2F_{7/2}$	- 0,14
0000	2512,40	39790,60	$A(12) - B(18)$	- 1,56
6	2509,25	39840,55	$3^2D_{3/2} - A(15)$	- 6,30
6	2499,94	39988,91	$3^2D_{3/2} - A(15)$	- 0,39
15	2495,73	40056,36	$*D_{3/2} - A(7)$	+ 0,61
3	2488,06	40179,83	$*D_{3/2} - A(2)$	+ 1,05
40	2469,84	40476,21	$A(9) - B(14)$	- 1,02
0,5	2443,72	40908,81	$*D_{3/2} - A(3), A(9) - B(16)$	+ 0,08, - 3,01
1,5	2433,43	41081,79	$4^2F_{3/2} - B(6)$	- 4,34
0	2427,08	41189,26	$A(12) - B(19)$	+ 1,63
1	2426,35	41201,65	$A(8) - B(14)$	+ 1,45
30	2418,71	41331,79	$*D_{3/2} - A(8)$	- 0,19
1	2418,26	41339,48	$A(9) - B(17)$	- 1,49
20	2376,84	42059,82	$*D_{3/2} - A(9)$	- 0,31
2	2367,16	42231,80	$2^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$	+ 3,21
2	2365,42	42262,86	$2^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$	+ 3,74
000	2364,93	42271,61	$A(11) - B(19)$	- 0,94
000	2331,75	42873,07	$A(1) - B(5)$	- 4,00
0000	2330,01	42905,09	$A(7) - B(16)$	+ 3,25
000	2322,56	43042,70	$A(12) - B(21)$	- 0,72
000	2296,80	43525,40		

Tabelle 10

Das Spektrum Cd II. (Die von Salis eingeordneten Linien sind nicht angegeben.) Aufnahme mit Gitter im Vakuum.

I	λ	ν	Kombination	$\nu_{\text{ber.}} - \nu_{\text{beob.}}$
0	2707,93	36928,58	$5^2P_{1/2} - B(15)$	+ 0,73
2	2552,91	39170,99	$*D_{5/2} - 4^2F_{7/2}$	+ 4,51
0000	2526,83	39575,28	$3^2D_{5/2} - 8^2F_{5/2}$	- 1,72
0	2517,25	39725,89	$3^2D_{3/2} - 8^2F_{3/2}$	+ 1,96
00	2510,15	39838,26	$3^2D_{3/2} - A(15)$	- 4,01
00	2500,86	39986,25	$3^2D_{5/2} - A(15)$	+ 2,27
0,5	2496,51	40055,92	$*D_{3/2} - A(7)$	+ 1,05
00	2488,69	40181,78	$*D_{5/2} - A(2)$	- 0,90
00	2475,22	40400,45		
7	2470,61	40475,83	$A(9) - B(14)$	- 1,40
00	2434,30	41079,57	$4^2F_{5/2} - B(6)$	- 2,12
4	2419,49	41331,02	$*D_{3/2} - A(8)$	+ 0,58
3	2377,63	42058,69	$*D_{5/2} - A(9)$	+ 0,82
00	2367,91	42231,34	$2^2S_{1/2} - 6^2P_{1/2}$	+ 3,67
0	2366,19	42262,03	$2^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$	+ 4,57
00	2332,98	42863,63	$A(1) - B(5)$	+ 5,44
00	2330,11	42916,43	$A(2) - B(9)$	+ 7,25
00	2326,18	42988,94	$A(1) - B(7)$	- 4,95
000	2320,09	43102,15	$*D_{3/2} - A(10)$	- 1,53
00	2316,51	43168,39		
0	2307,78	43331,69	$A(7) - B(17), A(10) - B(19)$	+ 8,84, + 2,69
0	2295,32	43566,91	$A(6) - B(17)$	- 4,83
00	2294,28	43586,66		
0,5	2292,02	43629,64		
0,5	2290,86	43651,73	$*D_{5/2} - 5^2F_{5/2}$	+ 2,58
0	2282,52	43811,23	$*D_{5/2} - A(5)$	- 2,44
00	2272,38	44006,72	$A(11) - B(20)$	- 3,16
0	2269,80	44056,75		
000	2263,02	44188,74		
00	2246,93	44505,17	$5^2F - B(20)$	+ 7,23
00	2222,08	45002,88	$2^2S_{1/2} - A(14)$	+ 4,66
00	2213,67	45173,85		
2	2210,37	45241,29	$*D_{3/2} - A(12)$	+ 1,64
00	2204,18	45368,35	$4^2P_{3/2} - B(16)$	+ 0,27
000	2201,51	45423,37		
000	2199,38	45467,36	$*D_{5/2} - A(6)$	+ 2,84
000	2198,14	45493,01	$A(4) - B(16)$	+ 7,46
000	2192,41	45611,91		
0	2190,63	45648,97		
6	2188,55	45692,35	$*D_{5/2} - A(7)$	- 0,60
1	2186,95	45725,78		
0	2182,64	45816,08	$*D_{3/2} - 5^2P_{3/2}$	- 1,15
0	2176,38	45937,31	$A(4) - B(17)$	- 4,65

Tabelle 10 (Fortsetzung)

I	λ	ν	Kombination	$\nu_{\text{ber.}} - \nu_{\text{beob.}}$
0	2162,94	46233,37	$A(9) - B(21)$	- 7,97
6	2155,70	46388,64	$*D_{3/2} - A(13)$	+ 0,85
0	2151,06	46488,71		
00	2148,96	46534,14		
00	2147,76	46560,14		
000	2136,17	46812,75		
2	2129,12	46967,76	$*D_{5/2} - A(8)$	- 1,38
0	2127,13	47011,70		
0	2125,66	47044,21	$A(1) - B(12)$	+ 0,56
8	2096,63	47695,59	$*D_{5/2} - A(9)$	- 1,30
2	2088,57	47879,65		
0	2046,22	48870,60		
0	2040,44	49009,04	$4^2F_{5/2} - B(14)$	- 2,19
4	2036,79	49096,86	$*D_{1/2} - 6^2F_{3/2}$	- 0,69
3	2033,03	49187,67		
1	2028,86	49288,76	$*D_{3/2} - 5^2F_{3/2}, 7/2$	+ 0,33
2	2008,06	49799,31	$*D_{5/2} - A(11)$	- 1,38
0	2001,28	49968,02		
10	1995,34	50116,77	$A(5) - B(21)$	- 5,87
3	1986,81	50331,94	$*D_{3/2} - 6^2P_{1/2}$	- 0,34
2	1985,56	50363,63	$*D_{5/2} - 6^2P_{3/2}$	- 0,44
2	1965,44	50879,19	$*D_{5/2} - A(12)$	- 1,48
7	1943,41	51455,95	$*D_{5/2} - 5^2P_{3/2}$	- 6,24
13	1922,15	52025,08	$*D_{5/2} - A(13)$	- 0,81
0	1909,93	52357,94		
1	1908,71	52391,41	$*D_{3/2} - 7^2F_{5/2}$	- 0,91
00	1886,64	53004,28	$A(3) - B(21)$	+ 6,52
0	1883,07	53104,77	$*D_{3/2} - A(14)$	- 0,64
1	1880,28	53183,57		
2	1874,04	53360,65	$A(1) - B(18)$	+ 5,33
3	1856,58	53862,48	$3^2P_{1/2} - B(4)$	+ 7,33
00	1855,75	53886,57		
0	1851,20	54019,01		
0,5	1844,65	54210,83		
0,5	1833,99	54525,92	$*D_{3/2} - 8^2F_{3/2}$	- 0,42
11	1827,62	54715,97	$*D_{5/2} - 6^2F_{7/2}$	- 1,20
000	1825,46	54780,71	$*D_{5/2} - A(15)$	+ 5,46
0,5	1823,43	54841,70	$3^2P_{1/2} - B(7)$	- 9,88
00	1816,10	55063,05		
00	1796,13	55675,26		
2	1793,34	55761,87		
00	1789,20	55890,90		
12	1785,75	55998,88	$*D_{5/2} - 6^2P_{3/2}$	- 0,91
1	1773,00	56401,58		
0,5	1768,87	56533,27		
1,5	1747,66	57219,37		

Tabelle 10 (Fortsetzung)

I	λ	ν	Kombination	$\nu_{\text{ber.}} - \nu_{\text{beob.}}$
00	1739,03	57946,49		
4	1724,35	57992,87	$*D_{5/2} - 7 F_{7/2}$	- 1,60
1	1723,00	58038,31	$*D_{5/2} - 7 F_{5/2} ? ?$	- 13,03
1	1721,94	58074,03		
1,5	1707,15	58577,16		
5	1702,45	58738,88	$*D_{5/2} - A (14)$	+ 0,03
0,5	1678,23	59586,59		
6	1668,58	59931,20		
5	1664,31	60084,96		
00	1662,55	60148,57	$*D_{5/2} - 8 F_{7/2} ? ?$	+ 11,71
6	1654,90	60420,57	$*D_{5/2} - A (15)$	+ 0,38
0,5	1652,04	60531,22		
000	1650,14	60600,92		
6	1647,98	60680,35	$2^2P_{3/2} - 3 S_{1/2}$	+ 0,62
000	1644,99	60790,64		
0,5	1628,54	61404,69		
0,5	1623,00	61614,29		
1	1621,70	61663,69		
1	1609,94	62114,12		
00	1604,93	62308,01		
1	1601,66	62435,22		
3	1601,05	62459,01		
000	1599,49	62519,93		
2	1594,86	62701,43		
00	1586,87	63017,13		
4	1583,16	63164,81	$2^2P_{1/2} - 3^2S_{1/2}$	- 0,62
3	1573,41	63556,23	$2^2P_{3/2} - 4^2D_{5/2}$	- 0,25
12	1571,58	63630,23	$2^2P_{3/2} - 4^2D_{3/2}$	- 0,74
000	1569,03	63733,64		
00	1547,68	64612,84		
1	1545,16	64718,22		
000	1529,28	65390,25		
8	1514,25	66039,29	$2^2P_{1/2} - 4^2D_{5/2}$	- 0,09
00	1455,70	68695,47		
00	1447,59	69080,33		
000	1446,18	69147,69		
000	1437,82	69549,74		
000	1420,16	70414,60		
3	1400,06	71425,01	$2^2P_{3/2} - 4^2S_{1/2}$	- 2,93
1	1371,82	72895,86	$2^2P_{3/2} - 5^2D_{5/2}$	+ 8,23
5	1370,91	72944,25	$2^2P_{3/2} - 5^2D_{3/2}$	- 0,42
2	1353,05	73907,10	$2^2P_{1/2} - 4^2S_{1/2}$	- 1,36
6	1326,50	75386,36	$2^2P_{1/2} - 5^2D_{5/2}$	+ 0,05
12	1296,47	77132,52	$2^2P_{3/2} - 5^2S_{1/2}$	+ 1,24
7	1281,80	78015,29	$2^2P_{3/2} - 6^2D_{5/2, 3/2}$	- 19,57, + 3,86
00	1261,62	79263,17		

Tabelle 10 (Fortsetzung)

I	λ	ν	Kombination	$\nu_{\text{ber.}} - \nu_{\text{beob.}}$
7	1256,05	79614,67	$2^2P_{1/2}^{\circ} - 5^2S_{1/2}$	+ 2,31
5	1242,63	80474,48	$2^2P_{1/2}^{\circ} - 6^2D_{3/2}$	+ 4,46
1	1241,57	80543,18	$2^2P_{3/2}^{\circ} - 6^2S_{1/2}$	- 8,32
1	1233,20	81089,85	$2^2P_{3/2}^{\circ} - 7^2D_{3/2, 5/2}$	- 10,59, + 4,35
0	1204,70	83008,22	$2^2P_{1/2}^{\circ} - 6^2S_{1/2}$	+ 9,86
0	1196,76	83558,94	$2^2P_{1/2}^{\circ} - 7^2D_{3/2}$	+ 3,54
4	1055,83	94712,22	$1^2S_{1/2} - 3^2P_{1/2}$	- 1,43
4	1048,39	95384,35	$1^2S_{1/2} - 3^2P_{3/2}$	- 0,30
00	913,85	109427,2	$1^2S_{1/2} - A(2)$	+ 12,5
1	891,25	112202,0		
0	890,00	112359,6	$1^2S_{1/2} - 4^2P_{1/2}$	+ 15,3
2	888,92	112496,1	$1^2S_{1/2} - 4^2P_{3/2}$	- 5,8
1	860,40	116225,0	$1^2S_{1/2} - A(8)$	+ 0,2
000	854,85	116979,6	$1^2S_{1/2} - A(9)$	- 26,5
1	847,51	117992,7	$1^2S_{1/2} - A(10)$	+ 1,6
1	839,86	119067,5	$1^2S_{1/2} - A(11)$	- 10,7
1	838,23	119299,0		
2	832,37	120138,9	$1^2S_{1/2} - A(12)$	- 2,3
0	829,49	120556,0	$1^2S_{1/2} - 5^2P_{3/2}^{\circ} ?$	+ 151,6
2,5	798,42	125247,4	$1^2S_{1/2} - 6^2P_{3/2}$	+ 9,4
000	735,62	135939,8		
00	710,51	140744,0		

Zusammenfassung

In Fortsetzung der Arbeit von v. Salis sind die Spektren Zn II und Cd II im negativen Glimmlichte einer Heliumentladung mit geringer Beimischung der Dämpfe mit Quarz- und Vakuumgitter-Spektrographen untersucht und in bezug auf die Gesetzmäßigkeiten analysiert, welche in Analogie mit Cu I und Hg II mit dem Heraustreten eines *d*-Elektrons aus der Zehnerschale zu erwarten sind. Wellenlängen, Wellenzahlen, Termtabellen und Kombinationstabellen sind gegeben. Bei Cd II ist in den Serien je ein höheres Glied auffallend verstärkt. Dies wird verstanden als bevorzugte Anregung des Metallatoms durch Heliumionen, während die Umwandlungenergie des metastabilen Heliumatoms im Zustande 2^3S hierfür nicht herangezogen werden kann.

(Eingegangen 27. Juli 1929)

**Die Leuchtanregung
im negativen Glimmlicht einer Heliumentladung**

Von Yutaka Takahashi¹⁾

Auf dem Wege von Hamburg nach New York habe ich versucht, die Anregung von Hg in He mit der von Zn und Cd zu vergleichen. Wie Sie mir gesagt haben, gibt es keinen Widerspruch zwischen den Resultaten von Zn, Cd und Hg. Man kann vielmehr sagen, daß man bei Hg keine Intensitätsanomalie (verkehrte Intensitäten), die man bei Cd deutlich beobachten kann, erwarten soll. Um das Verhältnis übersichtlich zu machen, werde ich die Anregung und Term-Tabelle von Zn, Cd und Hg nochmals zusammen schreiben.

1) Dieser Aufsatz ist ein Brief des Hrn. Takahashi an mich, in welchem die verschiedenen Anregungsmöglichkeiten diskutiert werden, welche in der negativen Glimmschicht (im Inneren der Zylinderkathode) einer Helium-Glimmentladung für Fremdatome anzunehmen sind. Das Phänomen der Intensitätsanomalie in den Serien von Cd II (vgl. vorstehenden Aufsatz) gab die Veranlassung dazu, und es wird diskutiert, warum in diesem Falle, nicht aber so deutlich im Falle von Zn II und Hg II derartige Anomalien auftreten. Anregungsmöglichkeiten sind die metastabilen Zustände 2^3S und 2^1S des Heliumatoms und das Helium-Ion He^+ , außerdem die Elektronen.

Der Brief wird ungeändert abgedruckt, um die Meinung des Verf. voll zur Geltung zu bringen. Einige stilistische Schönheitsfehler werden das Verständnis nicht beeinträchtigen (zugleich zusammenfassende Inhaltsangabe).

F. Paschen.

Zn-Anregung

- (I) $\text{Zn}(1^1S) + \text{He}(2^3S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Zn II} \text{ (bis 60811)},$
 (II) $\text{Zn}(1^1S) + \text{He}(2^1S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Zn II} \text{ (bis 54390)},$
 (III) $\text{Zn}(2^3P) + \text{He}(2^3S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Zn II} \text{ (bis a, 28502; b, 27923)},$
 (IV) $\text{Zn}(2^3P) + \text{He}(2^1S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Zn II} \text{ (bis a, 22081; b) 21502)},$
 (V) $\text{Zn}(1^1S) + \text{He}^+(1^1S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Zn II} \text{ (bis 22356)}.$

Zn II	m = 1	2	3	4	5	...
2S	144 890,23	56445,42	30393,87	19011,64	13014,23	...
$^2P_{1/2}^{3/2}$		95536,52 96410,05	43280,30 43525,38	24931,55 25002,43	16219,03 16256,17	...
$^2D_{3/2}^{5/2}$			47931,42 47982,20	26898,19 26922,39	17248,32 17261,33	...
$^2F_{5/2}^{7/2}$				27628,04	17691,71 17681,10	...
		(II) 54390 (I) 60811	(III, a) 28502 (III, b) 27920	(V) 22356 (IV, a) 22081 (IV, b) 21502		

Cd-Anregung

- (I) $\text{Cd}(1^1S) + \text{He}(2^3S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Cd II} \text{ (bis 49071)},$
 (II) $\text{Cd}(1^1S) + \text{He}(2^1S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Cd II} \text{ (bis 42650)},$
 (III) $\text{Cd}(2^3P) + \text{He}(2^3S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Cd II} \text{ (bis a, 18959; b, 17245)},$
 (IV) $\text{Cd}(2^3P) + \text{He}(2^1S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Cd II} \text{ (bis a, 12537; b, 10824)},$
 (V) $\text{Cd}(1^1S) + \text{He}^+(1^1S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Cd II} \text{ (bis 10616)}.$

Cd II	m = 1	2	3	4	5	6	7	...
2S	136376,59	53386,37	29077,10	18335,59	12624,31	9223,21	7033,80	...
$^2P_{1/2}^{3/2}$		89758,07 92241,29	40992,54 41665,80	23886,27 24001,74	15668,03 15722,44	11119,77 11151,36		...
$^2D_{3/2}^{5/2}$			46531,04 46685,31	26128,58 26202,09	16814,24 16853,98	11738,92 11762,35	8663,87 8678,81	...
$^2F_{5/2}^{7/2}$				27942,34 27955,11	17828,65	12402,97 12386,79	9126,47 9092,46	...
		(I) 49071	(II) 42650	(III, a) 18959	(IV, a) 12537 (III, b) 17245	(IV, a) 10616 (IV, b) 10824	(V) 10616	

Hg-Anregung

- (I) $\text{Hg}(1^1S) + \text{He}(2^3S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Hg II}$ (bis 75623),
 (II) $\text{Hg}(1^1S) + \text{He}(2^1S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Hg II}$ (bis 69202),
 (III) $\text{Hg}(2^3P) + \text{He}(2^3S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Hg II}$ (bis a, 37978; b, 31580),
 (IV) $\text{Hg}(2^3P) + \text{He}(2^1S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Hg II}$ (bis a, 31557; b, 25159),
 (V) $\text{Hg}(1^1S) + \text{He}^+(1^3S) \rightarrow \text{He}(1^1S) + \text{Hg II}$ (bis 37168).

Hg II	m=1	2	3	4	5	...
2S	151280	55566	29864	18721	12846	...
$^2P_{1/2}^{3/2}$		90672 99795	39310 42982	23485 24338	15451 15813	...
$^2D_{3/2}^{5/2}$			45737 46297	25702 25956	16582 16718	...
$^2F_{5/2}^{7/2}$				28128 27871	18012,5 17930	...
		(I) (II) 69202 75623	(III, a) (IV, a) 31557 37168 37978	(IV, b) 25159		

Zn II

Bemerkung: Die Intensitäten der Linien $^3D_{3/2} - 3^3P_{1/2, 3/2}$ wurden von den Intensitäten 2782,83 (10), 2763,88 (5), 2571,49 (15) der Prismenaufnahme umgerechnet.

	1^3S		$^3D_{3/2}$	$^3D_{5/2}$
$2^3P_{3/2}^{1/2}$	$\lambda = 2062,72$ (35) 2026,25 (60)			
$3^3P_{3/2}^{1/2}$	986,54 (2) 984,16 (3)	$3^3P_{3/2}^{1/2}$	2782,83 (3,3) 2763,88 (1,6)	2571,49 (5)
$4^3P_{3/2}^{1/2}$	833,62 (2)	$4^3P_{3/2}^{1/2}$	1836,68 (8) 1834,30 (3)	1747,15 (20)
		$5^3P_{3/2}^{1/2}$	1581,63 (0)	

Zn II (Fortsetzung)

	$2^3P_{1/2}$	$2^3P_{3/2}$
2^3S	2502,61 (80)	2458,64 (100)
3^3S	1514,77 (10)	1535,22 (20)
4^3S	1291,99 (0)	1306,77 (1)

	$2^3P_{1/2}$	$2^3P_{3/2}$
$3^3D_{5/2}$	2064,95 (40)	2102,88 (20) 2100,69 (40)
$4^3D_{5/2}$	1439,12 (30)	1457,41 (10) 1456,88 (50)

	$^3D_{3/2}$	$^3D_{5/2}$
4^3F	1929,69 (1)	1833,51 (1,5)
$5^3P_{7/2}^{5/2}$		1551,00 (0) C?

Cd II

	1^3S		$^3D_{3/2}$	$^3D_{5/2}$
$2^3P_{3/2}^{1/2}$	$\lambda = 2265,76 (30)$ 2145,07 (35)			
$3^3P_{3/2}^{1/2}$	1055,83 (4) 1048,39 (4)	$3^3P_{3/2}^{1/2}$		3827,40 (5, Prisma)
$4^3P_{3/2}^{1/2}$	890,00 (0) 888,92 (2)	$4^3P_{3/2}^{1/2}$		
$5^3P_{3/2}^{1/2}$	829,49 (0)	$5^3P_{3/2}^{1/2}$	2182,64 (0)	1943,41 (7)
$6^3P_{3/2}^{1/2}$	798,42 (2,5)	$6^3P_{3/2}^{1/2}$	1986,81 (3) 1985,56 (2)	1785,75 (12)

	$2^3P_{1/2}$	$2^3P_{3/2}$
2^3S	2573,80 (27)	2749,39 (23)
3^3S	1583,16 (4)	1647,98 (6)
4^3S	1353,05 (2)	1400,06 (3)
5^3S	1256,05 (7)	1296,47 (12)
6^3S	1204,70 (0)	1241,57 (1)

Cd II (Fortsetzung)

	$2\ ^2P_{1/2}$	$2\ ^2P_{3/2}$		$^*D_{5/2}$	$^*D_{3/2}$
$3\ ^2D_{5/2}$	2195,29 (27)	2321,86 (18) 2313,58 (30)	$4\ ^2F_{7/2}$		2552,91 (2)
$4\ ^2D_{5/2}$	1514,25 (8)	1573,41 (3) 1571,58 (12)	$5\ ^2F$	2290,86 (0,5)	2028,86 (1)
$5\ ^2D_{5/2}$	1326,50 (6)	1371,82 (1) 1370,91 (5)	$6\ ^2F_{7/2}$	2036,79 (4)	1827,62 (11)
$6\ ^2D_{5/2}$	1242,63 (5)	1281,80 (7)	$7\ ^2F_{7/2}$	1908,71 (1)	1723,00 (1) 1724,35 (4)
$7\ ^2D_{5/2}$	1196,76 (0)	1233,20 (1)	$8\ ^2F_{7/2}$		1662,55 (00)

Hg II

	$1\ ^3S$		$^*D_{1/2}$	
$2\ ^2P_{3/2}$	$\lambda = 1942,319$ (50) 1649,959 (30)			3983,96 (20)
$3\ ^2P_{3/2}$	923,393 (4) 893,107 (10)	$3\ ^2P_{3/2}$	1731,889 (10) 1628,247 (1)	1307,950 (9)
$4\ ^2P_{3/2}$		$4\ ^2P_{3/2}$	1309,074 (2)	

	$2\ ^2P_{1/2}$	$2\ ^2P_{3/2}$
$2\ ^2S$	2260,260 (10)	2847,67 (50)
$3\ ^2S$	1429,97 (1)	1644,526 (1)

	$2\ ^2P_{1/2}$	$2\ ^2P_{3/2}$
$3\ ^2D_{5/2}$	1869,242 (10)	2252,780 (7) 2224,710 (20)
$4\ ^2D_{5/2}$	1354,274 (0,5)	1539,111 (1)

In dem Zustand des Experimentes kann man vielleicht behaupten, daß die Anregung (I) die stärkste und die Anregung (II) die zweitstärkste sein soll. Es bleibt aber noch die Frage, welche von den anderen drei Anregungen die nächststärkste sein würde, weil die Wahrscheinlichkeit des Zusammentreffens der zwei angeregten Atome sehr klein sein würde. Man kann ohne weiteres nur sagen, daß

die Anregung (IIIa) vielleicht stärker als (IIIb), (IVa), (IVb)
 „ „ (IIIb) (IVa) „ „ „ (IVb)

sein soll.

Bei Hg II begrenzen

die Anregungen (I) und (II) die Terme 1^2S , 2^2P und 4D ,
 „ „ (IIIa), (IIIb), (V) u. (IVa) „ „ 2^2S , 3^2P und 3^2D ,
 und die Anregung (IVb) die Terme 3^2S , 3^2P , 4^1D und 4^3F .

Man kann deshalb keine verkehrte Intensitäten erwarten. Das stimmt mit dem experimentellen Resultate überein. Man muß aber bemerken, daß die Terme bis 2^2S , $3P$ und 3^2D sehr stark angeregt sind. Das zeigt, daß wenigstens eine der Anregungen (IIIa), (V), (IIIb) und (IVa) nicht sehr schwach gegen die Anregungen (I) und (II) sein soll, und daß die Anregung (IVb) dagegen unwesentlich sei.

Bei Zn II begrenzen

die Anregung (I) die Terme 1^2S , 2^2P u. 4D ,
 „ „ (II) „ „ 2^2S , 2^2P u. 4D ,
 die Anregungen (IIIa) und (IIIb) „ „ 3^2S , 3^2P u. 3^2D ,
 „ „ (V), (IVa) und (IVb) die Terme 3^2S , 4^1P , 4^1D u. 4^3F .

In der II. NS kann man deshalb keine verkehrten Intensitäten erwarten. Verkehrte Intensitäten kann man nur bei 2P - und 2D -Termen erwarten und nur wenn man annimmt, daß nur die Terme, die nicht weit von der Anregungsgrenze stehen, stark angeregt werden würden.

Die beobachteten Intensitäten zeigen, daß

4^3P stärker als 3^3P ,

und

4^3D so stark wie 3^3D

angeregt worden sind.

Bei CdII begrenzen

die Anregung (I)	die Terme	$2^2S, 2^2P$ u. 2D ,
" " (II)	" "	$2^2S, 2^2P$ u. 3^2D ,
" " (IIIa)	" "	$3^2S, 4^2P, 4^2D$ u. 4^2F ,
" " (IIIb)	" "	$4^2S, 4^2P, 4^2D$ u. 5^2F ,
" " (IVa)	" "	$5^2S, 5^2P, 5^2D$ u. 5^2F ,
und die Anregungen (IVb) und (V)	" "	$5^2S, 6^2P, 6^2D$ u. 6^2F .

Weil die verschiedenen Anregungen verschiedene Terme von CdII begrenzen, ist Cd am günstigsten von den drei Elementen, um die verschiedenen Anregungen zu analysieren. Es ist sicher, daß die Terme $2^2S, 2^2P$ und 2D , die durch (I) und (II) angeregt werden sollten, am stärksten sind. Außerdem aber sind die Terme $5^2S, 6^2P, 6^2D$ und 6^2F , die von (IVb) und (V) begrenzt sind, sehr stark angeregt. Weil die Anregung (IVb) bei HgII nicht stark, sondern sehr schwach ist, ist es wahrscheinlich, daß die Anregung (V) sehr stark sei.

In der HS. ist

6^2P stärker als $5^2P, 4^2P$,
und vielleicht stärker als 3^2P ,

obgleich das letzte scheinbar stärker ist. In der Serie $^2D - m^2P$ ist 6^2P am stärksten. In II.NS. ist 5^2S stärker als $4^2S, 3^2S$. In der I.NS. kann man keine verkehrten Intensitäten bemerken. Aber das ist die einzige Ausnahme und 6^2D ist fast so stark wie 5^2D . Dasselbe Verhältnis kann man auch bei ZnII bemerken. In der Fundamentalserie ist 6^2F am stärksten, aber der Term 7^2F , der über der Grenze der Anregungen (V) und (IVb) steht, ist auch sehr verstärkt. Um die Verstärkung des Termes 7^2F zu erklären, muß man vielleicht die kinetische Energie von He^+ , beschleunigt durch das elektrische Feld in dem Entladungsrohre, annehmen, und eine Potentialdifferenz von 0,2 V ist genug dafür.

Das Material ist vielleicht noch nicht genügend, um die Anregung genau zu analysieren, aber man kann sehen, daß die Terme, die durch (V) angeregt werden sollen, überhaupt deutlich verstärkt sind, und daß die Resonanzwirkung ziemlich scharf ist. Dieses kommt vielleicht daher, daß kein Elektron bei der Anregung (V) frei gemacht werden wird. Bei den Anregungen (I), (II) (III) und (IV) dagegen wird ein Elektron als

Freielektron hinausgetrieben werden, welches beliebige Energie bekommen kann. Bei diesen Anregungen können deshalb die Terme bis zu der Grenze der Anregung vielleicht ziemlich gleichmäßig angeregt werden. Man muß natürlich sowohl bei der Anregung (V) wie auch bei den anderen Anregungen die Veränderung der kinetischen Energie der Atome in Betracht kommen lassen, und es ist schwierig zu beurteilen, welche, die Atome oder die Elektronen mehr kinetische Energie bekommen können. Aber es würde vielleicht wahrscheinlicher, daß das Elektron wegen seiner kleinen Maße größere kinetische Energie bekommen kann. Außerdem kommen die Anregungen durch die Elektronen in Betracht. Wenn man die Elektronen nach der kinetischen Energie in vier Teile:

1. kleiner als Resonanzpotential von He,
2. zwischen Resonanz- und Ionisierungspotential,
3. zwischen Ionisierungspotential von He und Resonanzpotential von He^+ ,
4. über Resonanzpotential von He^+ ,

teilt, sind die Elektronen in dem vierten Gebiete für dieses Problem unwichtig und man kann diese Elektronen außer Betracht lassen. In dem zweiten Gebiete soll es nicht viel Elektronen geben, weil die Elektronen in diesem Gebiete, die He anregen können, die Energie sehr schnell verlieren werden. In dem dritten Gebiete gerade über dem Ionisierungspotential sollen die Elektronen sehr wenig sein, davon aber soll die Zahl der Elektronen mit der kinetischen Energie langsam sich steigern bis zu einem Punkt, wo sie ein Maximum erreichen wird. Diese Elektronen können die Metallatome unter Umständen sehr hoch anregen. Aber man kann nicht erwarten, daß diese Elektronen nur die Terme, die direkt unter dem Ionisierungspotential von He stehen, sehr stark anregen würden. Man soll vielmehr erwarten, daß die Anregung der verschiedenen Terme durch diese Elektronen ziemlich gleichmäßig sei. In dem ersten Gebiete soll es sehr viel Elektronen geben, aber die Anregung dieser Elektronen kann die Anregungsgrenze (III) nicht überschreiten. Von der Anregung (I) oder (III) diese Anregung zu unterscheiden, wird sehr schwierig sein, aber man kann vielleicht erwarten, daß die Anregung durch Elek-

tronen normale Intensitätsverteilung zeigen soll, während die Anregungen (I) und (III) an der Grenze etwas stärker sein sollen. Bei der Anregung der Terme, die ziemlich tiefer als die Anregungsgrenze von (I) oder (III) liegen und besonders bei der Anregung der Bogenterme sollen deshalb die Elektronen eine sehr wichtige Rolle spielen. Bei der Verstärkung einiger besonderen Terme aber soll ein Atom im metastabilem Zustand oder ein Ion, in diesem Falle He^+ , die Rolle spielen. Die Tatsache, daß die Funkenlinien von He innerhalb der Hohlkathode sehr stark sind, zeigt, daß es dort sehr viel He^+ (1^2S) gibt. Man soll nicht die Anregungswirkung von He^+ außer Betracht lassen, weil das Ion, wenn auch nicht so viel in der Zahl wie das Elektron, sich doch wegen der größeren Maße langsamer bewegen und länger mit anderem Atom in Wechselwirkung stehen und demgemäß anregungsfähiger sein würde.

(Eingegangen 1. September 1929)

Zur magnetischen Suszeptibilität der Halogenionen¹⁾

Von Karl Reicheneder

(Mit 1 Figur)

Im folgenden wird über einige Messungen der magnetischen Suszeptibilität an HCl, HBr und HI in wäßriger Lösung kurz berichtet. Abgesehen davon, daß solche Bestimmungen für Salzsäure²⁾ nur spärlich, für Brom- und Jodwasserstoffsäure überhaupt noch nicht vorliegen, war vor allem beabsichtigt die Suszeptibilität der Halogenionen im Anschluß an Ikenmeyers Arbeit³⁾, jedoch auf anderem Wege zu ermitteln. Ikenmeyer leitet diese Größen aus seinen Messungen an Alkali- und Erdalkalihalogeniden ab unter gewissen Annahmen über die Aufteilung⁴⁾ der spezifischen Suszeptibilität auf das Kation und Anion, hier werden sie sozusagen direkt gemessen, da nach den heutigen Atomvorstellungen die H-Kerne selbst unmagnetisch sind; bzw. es wird das Ergebnis zeigen, ob es berechtigt ist die starken Felder des positiven Kerns außer acht zu lassen.

Gearbeitet wurde nach der Methode von Faraday-Bequerel, nämlich der Retorsionswinkel φ gemessen, welcher die Ablenkung eines Glasstäbchens rückgängig macht, wenn dieses im Medium von der Suszeptibilität κ drehbar aufgehängt und dem Magnetfeld ausgesetzt wird. Es ist dann

$$(1) \quad \kappa = \kappa_g + C \cdot \varphi.$$

1) Gekürzte Diplomarbeit der Techn. Hochschule München.

2) J. Königsberger, Wied. Ann. **66**. S. 698. 1898; G. Quincke, Wied. Ann. **24**. S. 347. 1885.

3) K. Ikenmeyer, Ann. d. Phys. [5] **1**. S. 169. 1929.

4) Vgl. G. Joos, Ztschr. f. Phys. **19**. S. 347. 1923; **32**. S. 835. 1926.

Zur Bestimmung der Eigenssuszeptibilität κ_g des Glasstäbchens und der Apparatkonstante C wurde die Anordnung an Wasser und Luft geeicht, deren Suszeptibilitäten mit

$$\kappa_{\text{Wasser}} = -0,718 \cdot 10^{-6} \text{ nach Cabrera,}$$

$$\kappa_{\text{Luft}} = +0,024 \cdot 10^{-6} \text{ nach Landolt-Börnstein}$$

als bekannt zugrunde gelegt sind.

Da die Apparatur im wesentlichen die nämliche ist, wie Decker¹⁾ und später Ikenmeyer (a. a. O.) zu ihren Messungen benutzten, will ich zwecks genauer Informierung über alle experimentellen Einzelheiten lediglich auf diese Arbeiten hinweisen. Meine Messungen sind jedoch insofern hiervon unabhängig, als der Umzug des physikalischen Instituts einen ganz neuen Aufbau der Versuchsanordnung nötig machte.

Die eigentlichen Versuche leiteten Messungen an Luft und Wasser ein, es folgten dann die zu untersuchenden Flüssigkeiten von der stärksten zu immer schwächeren Konzentrationen; letztere wurden mit der Waage systematisch hergestellt und ihr Prozentgehalt an Säure durch Titration mit Natronlauge ermittelt. Zwischenhinein und am Ende jeder Versuchsreihe erfolgte eine Kontrollmessung an Wasser. Jeder Winkel wurde dreimal bestimmt, hierauf mittels eines Pyknometers von 25 cm³ die Dichte ermittelt.

Tabelle 1: Meßwerte

HCl $\vartheta_{\text{Luft}} = +189,3$ Temp. 21,0° C			HBr $\vartheta_{\text{Luft}} = +189,4$ Temp. 21,0° C			HJ $\vartheta_{\text{Luft}} = +188,3$ Temp. 21,0° C		
<i>p</i>	<i>d</i>	φ	<i>p</i>	<i>d</i>	φ	<i>p</i>	<i>d</i>	φ
39,1	1,192	-182,4	40,2	1,366	-184,9	45,0	1,473	-199,4
34,5	1,170	-179,3	36,0	1,317	-179,4	41,5	1,417	-191,8
30,6	1,152	-175,5	31,2	1,269	-174,3	36,3	1,346	-183,3
26,0	1,130	-171,2	27,1	1,221	-168,8	30,8	1,279	-175,5
21,2	1,104	-166,4	21,9	1,175	-163,5	25,6	1,221	-169,2
17,3	1,082	-162,2	18,2	1,137	-159,4	21,0	1,173	-163,4
13,2	1,066	-158,2	13,5	1,103	-155,6	15,6	1,124	-157,6
8,2	1,041	-153,1	9,15	1,065	-151,2	10,3	1,080	-152,6
0,0	0,998	-145,1	4,4	1,032	-147,4	5,3	1,040	-148,0
			0,0	0,998	-143,8	0,0	0,998	-143,0

1) H. Decker, Ann. d. Phys. 79. S. 324. 1926.

Mit dem gemessenen Winkel φ erhält man α nach (1); die spezifische Suszeptibilität ist nun definitionsgemäß

$$(2) \quad \chi = \frac{\alpha}{d}.$$

Setzt man die allgemeine Mischungsregel

$$(3) \quad \chi_{\text{Lösung}} = \frac{p}{100} \chi_{\text{Säure}} + \left(1 - \frac{p}{100}\right) \chi_{\text{Wasser}}$$

als gültig voraus, so müssen in einem Diagramm $\chi_{\text{Lösung}} = f(p)$ sämtliche Bildpunkte auf einer Geraden mit der durch (3) gegebenen Neigung liegen:

$$(4) \quad \tan \alpha = \frac{\chi_s - \chi_w}{100}.$$

Für sämtliche Meßwerte wurde nun $\chi_{\text{Lösung}}$ nach (1) und (2) berechnet, als Funktion von p (Gewichtsprozente) aufgetragen — vgl. Fig. 1 — und die Neigung $\tan \alpha$ dem Diagramm entnommen; aus (4) folgt dann für die Suszeptibilität der wasserfreien Säure

$$\chi_{\text{Säure}} = 100 \cdot \tan \alpha + \chi_{\text{Wasser}}.$$

Ihre Molekularsuszeptibilität χ_m erhält man durch Multiplikation mit ihrem Molekulargewicht. Sie ist wegen $\chi_H = 0$ der Atomsuszeptibilität χ_a des Ions gleichzusetzen bei Gültigkeit des Additivitätsgesetzes:

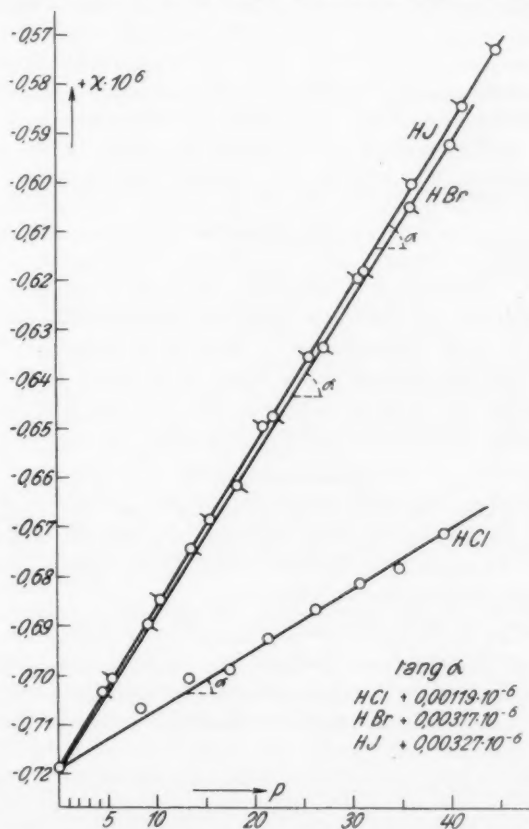
$$\chi_{\text{Säure}} = (\chi_a)_H + (\chi_a)_{\text{Ion}}.$$

Tabelle 2: Ergebnis

Ion	Atomgewicht a	Spez. Susz. χ	Atomsuszept. χ_a $\chi_a = \chi \cdot (a + 1,008)$	χ_a nach Ikenmeyer
Cl ⁻	35,46	$-0,600 \cdot 10^{-6}$	$-21,9 \cdot 10^{-6}$	$-20,4 \cdot 10^{-6}$
Br ⁻	79,92	$-0,402 \cdot 10^{-6}$	$-32,5 \cdot 10^{-6}$	$-34,8 \cdot 10^{-6}$
J ⁻	126,92	$-0,393 \cdot 10^{-6}$	$-50,2 \cdot 10^{-6}$	$-49,3 \cdot 10^{-6}$

Die Übereinstimmung in Tab. 2 zeigt, daß in erster Annäherung unsere eingangs erwähnte Annahme über die H-Kerne berechtigt ist; Abweichungen sind durchaus verständlich, weil Ikenmeyers Werte bereits unter mehreren sicher nur näherungsweise richtigen Voraussetzungen aus seinen eigentlichen Meßergebnissen abgeleitet wurden. Insbesondere möchte

ich aber darauf hinweisen, daß diese (vgl. Ikenmeyers Arbeit, S. 188) bei fast allen Bromiden höher liegen als seine rückwärts berechneten Werte; daß er aber diesen Umstand ab-



Die Massenssuszeptibilität χ in Abhängigkeit vom Prozentgehalt p

Fig. 1

sichtlich nicht hervorhebt, um das gesetzmäßige allgemeine Bild nicht unnötig zu komplizieren, ein Umstand, welcher aber dem Sinne nach mit der besonders hohen Abweichung bei Br in unserer Tabelle verträglich ist.

Der Genauigkeit der Ergebnisse sind einerseits durch die Brauchbarkeit der Methode an sich, dann durch die chemische Reinheit der Präparate Grenzen gesetzt. Nach meinen Erfahrungen ist die hier verwendete Methode für Präzisionsmessungen ungeeignet. Einmal läßt sich der Einfluß der an sich unerlaubten, aber nie ganz zu beseitigenden kleinsten Verschiebungen des Stäbchens bei Einschalten des Feldes nicht übersehen; dann aber sind die Eichwerte φ_{Luft} und φ_{Wasser} selbst innerhalb einer Meßreihe nicht immer genau reproduzierbar und zwar lassen diesbezügliche Beobachtungen aus den Arbeiten von Decker, Ikenmeyer und mir auf eine Veränderung der Eigenssuszeptibilität des Glasstäbchens schließen. Die Präparate selbst waren von der Fa. Kahlbaum, Berlin, geliefert. Über Verunreinigungen ist nichts bekannt; doch hatte sich bei der Jodwasserstoffsäure bereits nicht unerheblich freies Jod abgeschieden — nach einer Analyse¹⁾ 1,54 g in 100 cm³ der 45 prozentigen Säure oder freies J zu JH in der Lösung im Gewichtsverhältnis 1:62 — was für das Ergebnis aber ziemlich belanglos sein dürfte.

Zusammenfassung

Es wurde die magnetische Suszeptibilität von HCl, HBr und HJ in wäßriger Lösung bestimmt. Unter der Annahme, daß die Suszeptibilität des H-Kernes = 0 ist, ergeben sich die Atomsuszeptibilitäten der Ionen zu:

$$\text{Cl}^- = -21,9, \quad \text{Br}^- = -32,5, \quad \text{J}^- = -50,2 \cdot 10^{-6},$$

in guter Übereinstimmung mit den von Ikenmeyer aus Messungen an Alkalihalogenverbindungen bestimmten Werten. Eine etwaige Beeinflussung des Wassers durch die H-Kerne ist also offenbar sehr gering.

Hrn. Geheimrat Dr. Zenneck bin ich für die Bereitstellung der Mittel zu großem Dank verpflichtet, ebenso Hrn. Dr. Kulenkampff für seine weitgehende Unterstützung.

München, Physikalisches Institut der Techn. Hochschule,
August 1929.

1) Hierfür danke ich Hrn. Dr. von Poser bestens.

(Eingegangen 17. August 1929)

Ionisation fester Dielektriken durch Röntgenstrahlen

(Untersuchungen an Ceresin)

Von D. Nasledow und P. Scharawsky

(Mit 11 Figuren)

§ 1. Einleitung

Die überwiegende Mehrzahl der Vorgänge, die sich in den Dielektriken abspielen, bleibt bis jetzt beinahe gänzlich ungeklärt, trotz der größten theoretischen und praktischen Bedeutung dieses Forschungsgebietes. Dies ist ausschließlich durch die Kompliziertheit des Problems zu erklären. Die Abgrenzung und Analyse der mannigfaltigen Prozesse, welche in den Dielektriken unter verschiedenen Bedingungen stattfinden, ist äußerst schwierig. Das experimentelle Material häuft sich aber allmählich an, und es läßt sich hoffen, daß es in der Zukunft eine theoretische Deutung dieser verwickelten Vorgänge ermöglichen wird.

Ziemlich bald nach der Entdeckung der Röntgenstrahlen stellten bereits J. J. Thomson und McClelland¹⁾ eine Leitfähigkeitszunahme von Schwefel und Paraffin nach der Röntgenbestrahlung fest. In dieser Arbeit weisen die Forscher darauf hin, daß der Strom mit steigender Spannung am Dielektrikum annähernd nach dem Ohmschen Gesetz zunimmt.

Die Tatsache der Leitfähigkeitszunahme von Dielektriken bei der Einwirkung der Röntgen- und Radiumstrahlen wird auch von P. Curie²⁾ bestätigt, welcher allerdings an flüssigen Dielektriken gearbeitet hat. Curie zeigt ferner, daß der Ionisationseffekt bis zur Spannung von 450 Volt der Spannung am Dielektrikum proportional zunimmt.

1) J. J. Thomson a. McClelland, Proc. Cambr. Phil. Soc. 9. S. 15. 1896.

2) P. Curie, Compt. rend. 134. S. 420. 1902.

Etwas später bestrahlte H. Becquerel¹⁾ das Paraffin mit Radiumstrahlen und stellte ebenfalls eine Zunahme der Leitfähigkeit fest. Er konstatierte auch, daß die Größenordnung des Ionisationsstromes an verschiedenen Tagen bei gleichbleibenden Ionisationsbedingungen die gleiche war. Der letztere Umstand zeigt eine gewisse Konstanz der Ionisationsvorgänge im Dielektrikum.

Die Untersuchungen von A. Becker²⁾ an Glimmer, Paraffin und Hartgummi ergaben, daß die Ionisationsströme, welche in diesen Substanzen bei der Radiumbestrahlung entstehen, im Gebiet von 0 bis 128 Volt proportional der Spannung zunehmen.

A. Joffé³⁾ unternahm Röntgen- und Radiumbestrahlungen von Quarz, wobei sich ebenfalls eine Leitfähigkeitszunahme konstatieren ließ. Die Röntgenstrahlen ergaben wesentlich stärkere Effekte als die Radiumstrahlen. Dabei konnte Joffé eine stark ausgesprochene Nachwirkung beobachten: die Erscheinung bestand darin, daß die Leitfähigkeit noch lange nach dem Ende der Bestrahlung erhöht blieb und erst allmählich zu der ursprünglichen Größe zurückkehrte.

An diese Arbeit schließt sich auch die größere Untersuchung von Röntgen⁴⁾ an, in der Steinsalzkristalle der Röntgenbestrahlung ausgesetzt wurden. Der Ionisationsstrom folgte dem Ohmschen Gesetz und nahm auch annähernd proportional der Strahlungsintensität zu. Röntgen konstatierte ebenfalls das Vorhandensein einer Nachwirkung und beobachtete außerdem Ermüdungserscheinungen am Dielektrikum.

Die Versuche von L. Grebe⁵⁾ über die Ionisation des Schwefels durch Röntgenstrahlen bestätigen die bereits bekannten Tatsachen. So ließ es sich nochmals beobachten, daß der Ionisationsstrom dem Ohmschen Gesetz folgt und der Strahlungsintensität proportional ist. Außerdem verglich Grebe die Ionisation des Schwefels mit derjenigen der Luft unter denselben Bedingungen und kam zum Schlusse, daß die Leitfähigkeit des Schwefels eine ebensolche Abhängigkeit von der Strahlenhärte zeigt, wie die Leitfähigkeit der Luft. Grebe glaubt sich also zu der Vermutung berechtigt, daß die Ursache

1) H. Becquerel, *Compt. rend.* **136**. S. 1173. 1903.

2) A. Becker, *Ann. d. Phys.* **12**. S. 124. 1903.

3) A. Joffé, *Ann. d. Phys.* **20**. S. 946. 1906.

4) W. C. Röntgen, *Ann. d. Phys.* **64**. S. 1. 1921.

5) L. Grebe, *Ztschr. f. Phys.* **17**. S. 295. 1923.

der Ionisation von Dielektriken in einem inneren photoelektrischen Effekt besteht.

Unter Grebes Leitung wurde ferner die eingehende experimentelle Untersuchung von C. Roos¹⁾ über die Ionisation fester Dielektriken durch Röntgenstrahlen ausgeführt. Roos studierte die Ionisation von Schwefel, Paraffin, Hartgummi und Bernstein. Zu diesem Zwecke wurde eine spezielle Ionisationskammer mit zwei flachen Elektroden konstruiert; eine der Elektroden, ähnlich wie das Gehäuse der Kammer, wurde geerdet, die andere mit dem Faden des Einfadenelektrometers von Wulf verbunden; dem Faden wurde ein bestimmtes Potential erteilt. Die Bestimmungen wurden unter Beobachtung des Sinkens des Elektrometerfadens ausgeführt. Die erste Frage, mit der sich der Verfasser befaßt hatte, war die nach der Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Spannung. Im Falle von Schwefel ließ sich bis 200 Volt bei 0,5 cm Abstand der Elektroden in der Kammer eine lineare Abhängigkeit zwischen dem Ionisationsstrom und der Spannung beobachten. Paraffin, Hartgummi und Bernstein ergaben hingegen einen Sättigungsstrom entsprechend den Spannungen von 35, 50 und 35 Volt. Dieses Ergebnis glauben wir ernsthaft bezweifeln zu müssen, da es durchaus unwahrscheinlich ist, daß in festen Dielektriken ein Sättigungszustand bei so niedrigen Spannungen erreichbar wäre, auch wenn die Leitfähigkeit des Dielektrikums eine reine ionale Natur hätte. Die Ionenbeweglichkeit wäre in diesem Fall so gering, daß ein Sättigungsstrom nur bei verhältnismäßig sehr hohen Spannungen zu erwarten wäre. Die weitere wichtige Frage betrifft die Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Intensität der Strahlung. Roos zeigt in seiner Arbeit, daß in dieser Hinsicht ein Gesetz direkter Proportionalität vorliegt. Die Intensität der Strahlung wurde durch Änderung des Abstandes zwischen dem Antikathodenfokus und dem bestrahlten Objekt geändert. Intensitätsmessungen wurden mittels einer Luftionisationskammer ausgeführt, die Strommessungen in der Kammer mittels des Elektrometers von Grebe. Es ist allerdings zu bemerken, daß in der von Roos angeführten Kurve nur drei Punkte bestimmt worden sind, auf Grund deren es schwierig ist, die allgemeine Gesetzmäßigkeit abzuleiten. Endlich studierte Roos

1) C. Roos, Ztschr. f. Phys. 36. S. 18. 1926.

die Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Strahlenhärte, die durch Anwendung von Filtern geändert wurde. In diesem Falle wäre es selbstverständlich äußerst wichtig, den Ionisationseffekt im Dielektrikum mit demjenigen in der Luft vergleichen zu können, und den Ionisationsgrad bei gleicher absorbiertener Energie zu berechnen. Letzteres wäre aber unter der Voraussetzung möglich, daß die Absorptionskoeffizienten der Luft für verschiedene Wellenlängen bekannt sind. Dies ist zur Zeit leider nicht der Fall, es liegt kein experimentelles Material in dieser Richtung vor; zur Zeit darf also die Frage noch nicht aufgestellt werden. Die Unmöglichkeit, schon jetzt eine zufriedenstellende Antwort zu finden, wird durch den Umstand bewiesen, daß die Arbeit von Roos zu verschiedenen Schlüssen führen könnte, je nachdem man die einen oder die anderen Wege wählt, die Absorptionskoeffizienten der Luft für harte Strahlen zu berechnen.

Wir behandelten hier die Arbeit von Roos etwas ausführlicher, da sie zu den letzten Untersuchungen über die betreffenden Fragen gehört und dabei einige strittige Punkte enthält.

Von den Arbeiten, die sich mit der Ionisation fester Nichtleiter befassen, ist ferner die Arbeit von Bjalo brjesky¹⁾ zu erwähnen. Dieser Forscher untersucht die Ionisation von Schwefel und Paraffin durch Radiumstrahlen. Die Strommessungen wurden mittels des Quadrantelektrometers von Moulin nach der Kompensationsmethode ausgeführt. Für dielektrische Schichten von einer Dicke, deren Größenordnung einige Millimeter betrug, war das Ohmsche Gesetz bis 1800 Volt gültig, und nur bei Schichtdicken von Bruchteilen des Millimeters nahm der Ionisationsstrom mit steigender Spannung stärker zu, als es nach dem Ohmschen Gesetz zu erwarten wäre. Die Arbeit von Bjalo brjesky ist in der Hinsicht von Interesse, daß der Autor auch den Verlauf der Prozesse im Dielektrikum als Funktion der Zeit studierte. Er stellte auf diese Weise das Vorhandensein von Nachwirkung und Ermüdungserscheinungen fest. Die Leitfähigkeitszunahme der Substanzen nach der Radiumbestrahlung war keine besonders große; allerdings war die Leitfähigkeit mehrere Male so groß als in der Norm.

1) T. Bjalo brjesky, *Le Radium* 7. S. 48. 1910; „Die Ionisation fester und flüssiger Dielektriken“. Kiew, 1911. (Russisch).

Endlich ist die vor kurzem erschienene Arbeit von Kusnezow¹⁾ erwähnenswert. Der Autor studierte die Ionisation von Schwefel und Ceresin durch Röntgenbestrahlung. Die Messungen des Ionisationsstromes fanden mittels des Elektrometers von Braun statt. Kusnezow befaßte sich mit mehreren Fragen, darunter ist die Nachprüfung der Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes, die Untersuchung der Abhängigkeiten von der Strahlenintensität, der Wellenlänge, der Schichtdicke des Dielektrikums zu erwähnen. Es ergab sich, daß der Ionisationsstrom in allen Fällen bedeutend schneller zunimmt, als es dem Ohmschen Gesetz entsprechen würde. Die Schichtdicke betrug dabei bis ungefähr 10 mm. Von Interesse ist des weiteren, daß Kusnezow keine Proportionalität zwischen dem Ionisationsstrom und der Strahlungsintensität feststellen konnte: der Ionisationsstrom nahm langsamer zu, als die Intensität der Strahlung. Es ergab sich dabei, daß die Stromgröße bei steigender Intensität einem Maximalwert zustrebt. Der letztgenannte Umstand kommt in der Untersuchung dieses Autors ganz deutlich zum Vorschein.

Wir möchten unsere Übersicht der die Ionisation der Dielektriken betreffenden Untersuchungen auf die wenigen genannten Arbeiten beschränken. Die Zahl der Studien auf diesem Gebiete, die im Laufe von 30 Jahren erschienen sind, ist damit natürlich nicht erschöpft. Aus den angeführten wichtigsten Beispielen ersieht man aber, daß auf diesem Gebiete noch nichts endgültig feststehendes vorliegt. In der Mehrzahl der Fälle widersprechen sich die Ergebnisse verschiedener Forscher.

In der vorliegenden Arbeit stellten wir uns die Aufgabe die Vorgänge zu studieren, die sich in den Dielektriken bei der Röntgenbestrahlung abspielen. In dieser Mitteilung wird über Untersuchungen an Ceresin berichtet. Im experimentellen Teil der Arbeit waren wir bemüht, die Wirkung aller Nebenfaktoren möglichst auszuschalten, die vielleicht die Quelle gewisser Fehler bei den vorhergehenden Untersuchungen bildeten.

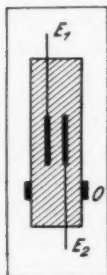
Wir gehen nun zu der Beschreibung eigener Versuche über.

§ 2. Beschreibung der Versuchsanordnung

Es möge zunächst die Ionisationskammer beschrieben werden. Sie wurde folgendermaßen angefertigt. Zwei flache

1) Kusnezow, Žurnal russkogo physiko-chimtscheskogo obschestwa (russisch).

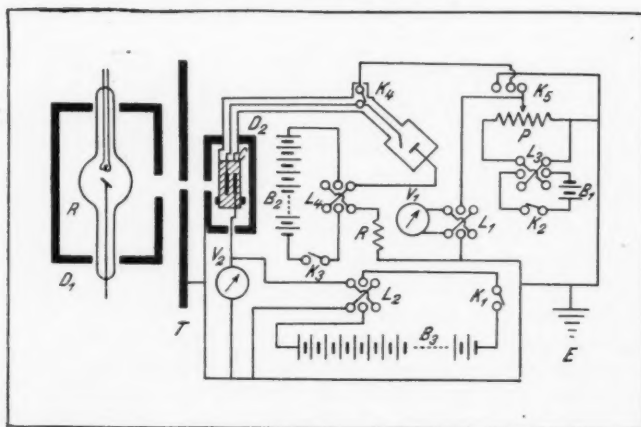
Aluminiumelektroden wurden in einer Aluminiumschachtel in 5 mm Abstand voneinander befestigt; die Größe der Elektroden betrug 5×5 cm. Die Ableitung von den Elektroden fand in entgegengesetzten Richtungen statt. Dann wurde die Schachtel mit Ceresin übergossen, und das äußere Gehäuse nach dem völligen Festwerden der Substanz entfernt. An bestimmten Stellen des also verfertigten festen Ceresinblockes wurden Stanniolstreifen angeklebt, welche die ganze Kammer umgaben und nach Erdung als ein Schutzring fungierten.



Die Ionisations-
kammer
Fig. 1

Die Fig. 1 stellt das Schema einer solchen Kammer dar. Hier sind E_1 und E_2 die Elektroden und O der Schutzring.

Die Fig. 2 zeigt das vollständige Schema der ganzen Meßanordnung.



Das allgemeine Schema der Meßanordnung
Fig. 2

Hinter dem großen Bleischirm T befindet sich der Bleikasten C mit einer Öffnung zum Eintritt der Strahlen. In diesem Kasten befand sich die Ionisationskammer. Eine der Elektroden der Kammer wurde mit dem Goldblättchen des Wilsonschen Elektrometers verbunden; dem Diskus des Elektrometers

wurde von der Elementenbatterie B_2 die Spannung von 50 Volt erteilt. Mittels des Kommutators L_4 konnte das Vorzeichen des Potentials am Elektrometerdiskus nach Wunsch geändert werden. K_3 Schalter, R hochohmiger Widerstand zum Schutz der Batterie vor Kurzschluß. Der Leiter, der die innere Elektrode der Ionisationskammer mit dem Elektrometer verband, befand sich in einer mit Paraffin übergossenen Messingröhre, die zum Schutz vor äußeren elektrischen Feldern geerdet wurde. Wie die Vorversuche ergaben, ist es äußerst wichtig, daß dieser Leiter bis zu dessen Verbindung mit der Kammer durch Paraffin geschützt sei, eine direkte Berührung des Leiters mit der Luft soll aufs sorgfältigste vermieden werden. Sonst vermag die Ionisation der Luft den Effekt sehr wesentlich zu entstellen.

Die Akkumulatorenbatterie B_1 , in deren Stromkreis das Potentiometer P_1 eingeschaltet wurde, ermöglichte Messungen der Empfindlichkeit des Elektrometers während der Arbeit. Mittels des Schalters K_4 konnte das Elektrometerblättchen entweder mit dem Schalter K_5 verbunden oder zusammen mit der inneren Elektrode der Kammer isoliert werden. Der Schalter K_5 besorgte gewöhnlich die Erdung; wenn aber die Empfindlichkeit des Elektrometers zu messen war, verband er das Blättchen mit der Batterie B_1 . Der Schalter L_3 ermöglichte die Änderung des Potentialvorzeichens. Mittels des Voltmeters V_1 wurde die dem Blättchen erteilte Spannung gemessen.

Die andere Elektrode der Ionisationskammer wurde durch den Kommutator L_2 mit der Hochspannungsbatterie B_3 verbunden, deren einer Pol geerdet wurde. Der Kommutator L_2 gestattete es, der Elektrode der Kammer Potentiale von verschiedenem Vorzeichen zu erteilen. Die Spannung der Batterie B_3 wurde mittels des Braunschen Elektrometers V_2 gemessen und auch mittels eines Präzisionsvoltmeter von Hartmann und Braun kontrolliert.

Eine Vorprüfung der Anlage hat gezeigt, daß keine einigermaßen wesentlichen Verluste stattfanden; das Elektrometer behielt sehr lange die ihm erteilte Ladung.

§ 3. Dunkelstrom

Zunächst wurden die Dunkelströme studiert, die vom Augenblick der Erzeugung einer Potentialdifferenz an im Dielektrikum entstanden. Mittels einer Sekundenuhr wurde

die Zeit gemessen, die das Elektrometerblättchen gebrauchte, um eine bestimmte Zahl der Teilstriche an der Skala zu passieren. Die Strommessungen fanden nach bestimmten Zeitabständen statt.

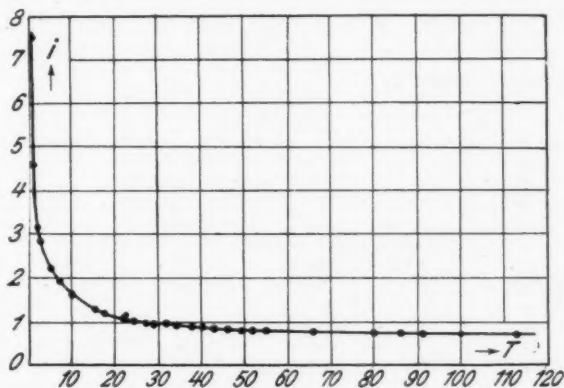
Die Messungsergebnisse werden in der Tab. 1 angeführt. Die erste Spalte zeigt die vom Augenblick der Einschaltung des Feldes verflossene Zeit, die zweite die Zeitablesungen an der Sekundenuhr, die dritte einen reziproken Wert des Zeitbetrages, d. h. eine der Stromstärke proportionale Größe.

Tabelle 1

Zeit vom Augenblick der Einschaltung	t	$\frac{100}{t}$	Zeit vom Augenblick der Einschaltung	t	$\frac{100}{t}$
10 Sek.	13,0 Sek.	7,69	31 Min.	96,8 Sek.	1,03
1 Min.	21,4 „	4,67	34 „	102,2 „	0,98
2 „	31,0 „	3,23	37 „	106,0 „	0,94
3 „	34,8 „	2,87	40 „	110,0 „	0,91
5 „	44,2 „	2,26	43 „	112,0 „	0,89
7 „	51,2 „	1,95	46 „	114,0 „	0,88
10 „	60,8 „	1,65	49 „	117,0 „	0,85
12 „	68,0 „	1,47	52 „	122,0 „	0,82
15 „	75,4 „	1,33	55 „	126,0 „	0,79
17 „	77,4 „	1,29	66 „	127,0 „	0,79
20 „	87,0 „	1,15	80 „	128,0 „	0,78
22 „	88,0 „	1,14	86 „	128,0 „	0,78
24 „	91,8 „	1,09	90 „	133,0 „	0,75
27 „	92,6 „	1,08	100 „	133,0 „	0,75
29 „	93,6 „	1,07	113 „	132,0 „	0,76

Die Fig. 3 stellt die Änderung des Dunkelstromes als Funktion der Zeit graphisch dar. Die Abszissen entsprechen den Zahlen der ersten Spalte der Tabelle, die Ordinaten solchen der dritten Spalte. Es ist zu ersehen, daß im Augenblick der Einschaltung der Dunkelstrom hohe Werte aufweist, um dann rasch abzunehmen, so daß die Werte ganz gering werden. Die Versuche zeigten, daß etwa nach 6—7 Stunden der Strom bereits so schwach ist, daß er sich bei der gegebenen Empfindlichkeit der Anlage nicht mehr messen läßt. Es wäre zu vermuten, daß die Größe des Stromes asymptotisch der Null zustrebt, d. h. daß das feste Dielektrikum keine eigene Leitfähigkeit besitzt. Allerdings wäre dabei die vollkommene Reinheit des betreffenden Materials vorausgesetzt. Mit dieser Frage hat sich besonders Jaffé befaßt. In seiner klassischen Untersuchung über die

eigene Leitfähigkeit des Hexans kommt Jaffé zum Schlusse, daß das chemisch reine Hexan tatsächlich keine eigene Leitfähigkeit besitzt; diejenigen Leitfähigkeitswerte, die sich gewöhnlich beobachten lassen, hängen aber von irgendwelchen ionisierenden Faktoren ab, wie die kosmische Strahlung, Radiumstrahlen und dgl.



Die Abhängigkeit des Dunkelstromes von der Zeit

Fig. 3

Wie ist aber diese rasche Abnahme des Dunkelstromes mit der Zeit zu erklären? Am wahrscheinlichsten ist die Vermutung, daß die Kräfte des elektrischen Feldes eine Umlagerung der Ionen im Dielektrikum bewirken. Dabei nimmt die Volumdichte der Ionen an den Elektroden zu, und es entsteht ein Polarisationsfeld, das dem Strom entgegenwirkt.

§ 4. Der allgemeine Charakter des Ionisationsstromes

Wir gehen nun zu den Untersuchungsergebnissen am röntgenbestrahlten Ceresin über. Das Meßverfahren läßt sich schematisch wie folgt beschreiben. Zunächst wird das Feld eingeschaltet, das einen gewissen Dunkelstrom erzeugt. Nachdem dieser einen genügend kleinen Wert erreicht hat, wird die Röntgenröhre eingeschaltet und die Strahlung gelangt in die Kammer. Es werden fortwährend die zeitlichen Änderungen der Leitfähigkeit verfolgt. Nach einiger Zeit wird die Röntgen-

röhre ausgeschaltet, die Strommessungen werden aber fortgesetzt.

In der betreffenden Untersuchungsreihe wurde als Strahlungsquelle eine Coolidgeöhre vom Typus „Metro“ der Firma Müller gebraucht. Es kam die Röntgenanlage „Stabilivolt“ zur Anwendung, die dank ihrer Kondensatoreinrichtung eine große Konstanz der Arbeitsbedingungen der Röhre sichert.

Tab. 2 enthält die Ergebnisse derartiger Messungen. Die Röntgenbestrahlung wurde hier 18 Min. nach der Einschaltung des Feldes begonnen.

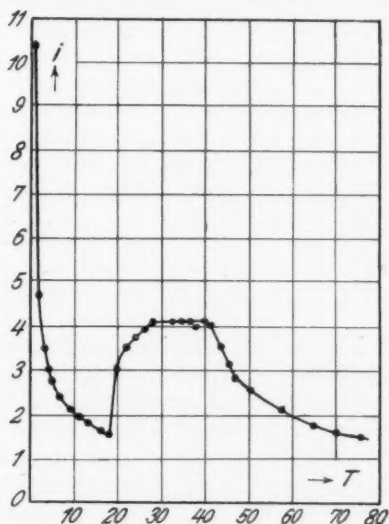
Tabelle 2

Zeit vom Augenblick der Einschaltung des Feldes	t	$\frac{100}{t}$	Zeit vom Augenblick der Einschaltung des Feldes	t	$\frac{100}{t}$
5 Sek.	9,6 Sek.	10,42	31 Min.	25,4 Sek.	3,94
2 Min.	21,4 „	4,67	32 „	24,0 „	4,17
3 „	28,4 „	3,52	34 „	24,0 „	4,17
4 „	32,8 „	3,05	36 „	24,0 „	4,17
5 „	36,6 „	2,73	38 „	24,8 „	4,03
7 „	41,2 „	2,43	40 „	24,2 „	4,13
9 „	46,8 „	2,14	41 „	Ausschaltung der Röhre	
11 „	52,2 „	1,92	41 Min. 10 Sek.	24,8 „	4,03
13 „	56,6 „	1,77	43 Min.	28,0 „	3,57
16 „	62,4 „	1,60	45 „	32,0 „	3,13
18 „	Einschaltung der Röhre		47 „	35,0 „	2,86
20 „	33,6 „	2,98	50 „	38,8 „	2,58
22 „	28,6 „	3,50	57 „	46,0 „	2,17
24 „	26,8 „	3,73	60 „	49,0 „	2,04
26 „	25,6 „	3,91	65 „	55,6 „	1,80
28 „	24,0 „	4,17	70 „	58,4 „	1,71
30 „	24,2 „	4,13	75 „	64,8 „	1,54

Die Spannung an der Kammer betrug in diesem Fall + 706 Volt, diejenige an der Röntgenröhre 90 kV, die Stromstärke in der Röhre 2 mA.

Die graphische Darstellung der Stromänderungen als Funktion der Zeit wird in der Fig. 4 angeführt. Die Änderung des Dunkelstromes verläuft ganz wie im oben angeführten Fall. Nach der Einschaltung der Röntgenröhre und dem Beginn der Bestrahlung nahm die Leitfähigkeit ziemlich schnell zu und erreichte nach 10 Min. einen konstanten Wert. Die Bestrahlung

wurde im Laufe von 22 Min. fortgesetzt. Nach dem Ende der Bestrahlung sinkt die Leitfähigkeit nicht sofort, sondern allmählich, und erreicht erst nach 35 Min. den Wert, den sie vor dem Beginn der Bestrahlung zeigte. Es läßt sich also das Vorhandensein einer Nachwirkung konstatieren. Die angeführte Kurve ist durchaus typisch für die betreffenden Vorgänge. In allen Fällen wies die zeitliche Veränderung der Leitfähigkeit des bestrahlten Dielektrikums denselben Charakter auf. Es



Der allgemeine Charakter des Ionisationsstromes

Fig. 4

ist klar, daß man künftig die Ionisation der Dielektriken nach der Einrichtung einer Konstanz des Ionisationsstromes untersuchen soll.

Von großer Wichtigkeit ist zunächst die Feststellung, in welchem Maße der Ionisationsstrom an verschiedenen Tagen konstant bleibt. Gleichzeitig soll die Frage erörtert werden, inwieweit die Größe des Ionisationsstromes durch den Zeitabstand vom Augenblick der Einschaltung des Feldes bis zum Beginn der Bestrahlung beeinflusst wird. Dieser Zeitabstand wird im folgenden durch τ bezeichnet. Zu diesem Zwecke unternahmen

wir eine Reihe von Messungen des Ionisationsstromes an verschiedenen Tagen und bei verschiedenem τ : die letztgenannte Größe betrug in einzelnen Versuchen 0, 5, 16, 35, 49 und 82 Min. Der Wert $\tau = 0$ Min. entspricht der gleichzeitigen Einschaltung des Feldes und der Röhre. In der nachstehenden Tab. 3 werden die Meßresultate zusammengestellt: die angeführten Werte des Ionisationsstromes beziehen sich auf die Zeitpunkte, wo eine Konstanz erreicht wurde. Die Spannung an der Kammer mit dem Dielektrikum betrug bei diesen Messungen + 712 Volt, die Spannung an der Röntgenröhre 90 kV, die Stromstärke in der Röhre 2 mA.

Tabelle 3

Versuchs- tag	τ Min.	t_1 Sek.	t_2 Sek.	t_3 Sek.	t_4 Sek.	t_5 Sek.	t_6 Sek.	t_7 Sek.	t_8 Sek.	t_9 Sek.	t_{10} Sek.	$100/t_0$
25. I. 29	0	19,8	20,0	19,8	19,8	19,6	19,8	20,4	20,4	19,8	19,9	5,02
24. I.	5	19,8	20,2	20,4	20,0	19,0	21,0	21,0	—	—	20,2	4,95
16. I.	16	19,8	20,0	19,4	20,0	21,0	20,4	21,0	20,6	—	20,3	4,93
23. I.	35	21,0	20,8	21,0	20,8	20,0	21,0	20,0	19,8	—	20,5	4,88
12. I.	49	20,4	20,4	20,6	20,4	19,0	19,8	19,0	18,6	—	19,8	5,05
25. I.	82	20,8	21,0	19,8	20,6	20,8	20,8	21,2	20,6	20,0	20,6	4,85

Die Durchsicht der Tabelle, in deren letzter Spalte die Werte des Ionisationsstromes angeführt werden, zeigt, daß die Stromgröße eine auffallende Konstanz unabhängig vom Zeitintervall τ und dem Versuchstage aufweist. Der erstere Umstand scheint zunächst etwas seltsam zu sein; es darf aber angenommen werden, daß der Ionisationsvorgang jedesmal einen bestimmten stationären Zustand erzeugt, der von der Größe des Dunkelstromes unabhängig ist. Es ist dabei zu bemerken, daß zur Erhaltung vergleichbarer Resultate noch eine Bedingung erfüllt werden muß: die Messungen dürfen nicht beliebig oft wiederholt werden, die Pausen zwischen den Messungen müssen genügend lang sein, damit das Dielektrikum „ausruhen“ kann. Während der Ruhepausen werden die beiden Plattenelektroden der Ionisationskammer geerdet. Wir unternehmen deswegen nur zwei Messungen täglich, am Morgen und am Abend.

Die Fig. 5a und 5b zeigen die zeitlichen Änderungen der Leitfähigkeit des Ceresins bei jeder einzelnen Messung. Besonders interessant ist die Kurve, die dem $\tau = 0$ Min. entspricht. Zunächst nimmt die Stromgröße ab, die Abnahme

dauert aber nur 28 Min., dann hört die Änderung auf. Der ursprüngliche Abfall der Kurve ist ausgesprochener, als bei $\tau > 0$.

Es darf hier nicht unerwähnt bleiben, daß bei bedeutenden Temperaturänderungen der Luft im Laboratorium wesentliche Änderungen der Leitfähigkeit des Ceresins eintraten: die Messungen durften also nur bei konstanter Temperatur ausgeführt werden. Wir beabsichtigen künftig eine eingehendere Untersuchung über den Einfluß der Temperatur auf die Leitfähigkeit von Dielektriken zu unternehmen.

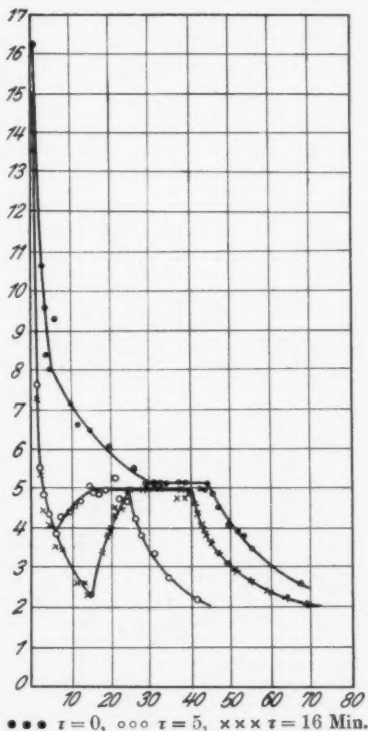
§ 5.

„Ermüdungserscheinungen“

Es ist bereits erwähnt worden, daß zur Gewinnung vergleichbarer Resultate ziemlich lange Ruhepausen zwischen den Messungen erforderlich waren. In diesem Kapitel werden die Ergebnisse unserer Untersuchungen über die Ermüdungserscheinungen im Dielektrikum angeführt.

Bereits im Beginn unserer Arbeit bemerkten wir, daß bei rasch aufeinanderfolgenden Messungen die zweite Messung immer einen niedrigeren Wert des Ionisationsstromes ergibt, als die erste. Zum Studium dieser Erscheinung beschlossen wir drei Serien von Untersuchungen anzustellen.

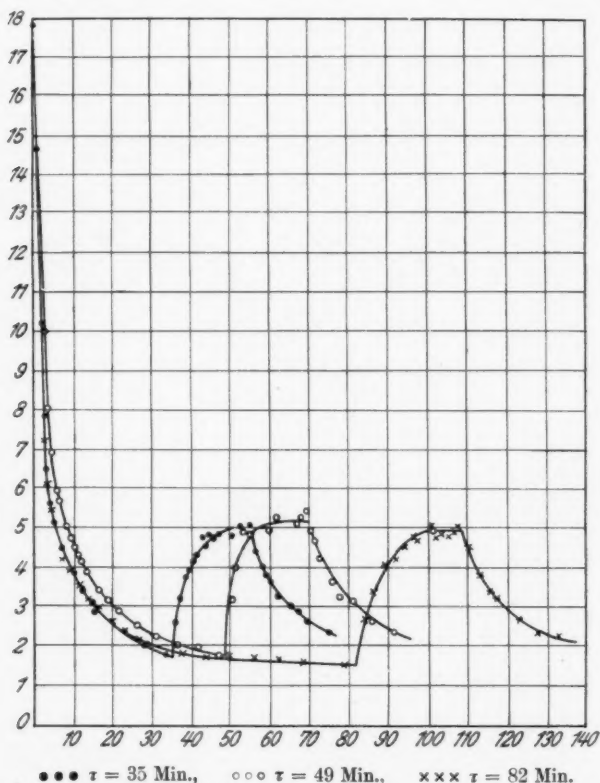
Einerseits sollte die Bestrahlung verhältnismäßig sehr lange fortgesetzt werden, bei fortwährender Wirkung der Strahlung und des Feldes.



Die Unabhängigkeit des Ionisationsstromes von τ

Fig. 5a

In der zweiten Serie sollte der Eintritt der Strahlung in die Kammer periodisch unterbrochen werden bei fortwährender Wirkung des Feldes.



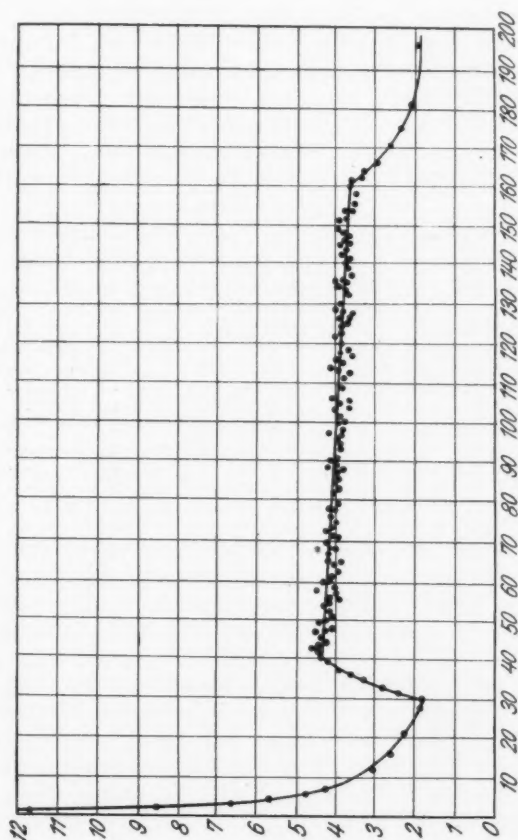
Die Unabhängigkeit des Ionisationsstromes von t

Fig. 5b

In der dritten Serie sollte endlich sowohl die Röntgenröhre als auch das Feld periodisch ausgeschaltet werden. In den Ruhepausen wurden die beiden Platten der Kammer geerdet.

An der Fig. 6 wird die dem erstgenannten Fall entsprechende Kurve angeführt. Die Spannung an der Kammer betrug + 700 Volt, die Spannung an der Röntgenröhre 100 kV,

die Stromstärke in der Röhre 2 mA. Die Röhre wurde eingeschaltet, nachdem der Dunkelstrom etwas gesunken war. Die Bestrahlung des Dielektrikums dauerte 2 Stunden.



Die Ermüdung des Dielektrikums
Fig. 6

Die Kurve zeigt deutlich die langsame Abnahme des Ionisationsstromes mit der Zeit. Werden die Messungen nicht länger als 10—15 Min. fortgesetzt, so ist der Ionisationsstrom als annähernd konstant zu bezeichnen. Dieser Verlauf der

„Ermüdung“ des Dielektrikums ist im allgemeinen ziemlich typisch.

Im zweiten Messungszyklus wurde die Bestrahlung, wie schon erwähnt, periodisch unterbrochen, das Feld blieb hingegen fortwährend eingeschaltet.

Die Messungsergebnisse werden in der Tab. 4 angeführt. Die Spannung am Dielektrikum und die Bestrahlungsbedingungen waren dieselben, wie in der ersten Versuchsserie. In der Tabelle enthält die erste Spalte die Zeit von der Einschaltung des Feldes bis zum Konstantwerden des Ionisationsstromes, die zweite zeigt den Augenblick der Ausschaltung der Röhre, die dritte

Tabelle 4

τ_1	τ_2	τ_0	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	t_6	t_7	t_8	t_9	t_{10}	t_{11}	t_{12}	t_0	$100/t_0$
Min.	Min.	Min.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.		
30	41	35	23,0	22,6	22,0	23,0	22,2	22,6	22,4	22,4	21,8	22,0	22,8	22,0	22,4	4,46
69	83	76	27,8	27,8	27,4	27,8	27,4	27,0	26,8	26,0	27,4	26,0	25,6	26,0	26,9	3,72
113	122	118	28,8	28,4	29,4	28,0	28,6	28,8	27,0	28,4	28,4	29,4	—	—	28,5	3,51
150	158	154	30,8	30,8	30,2	29,5	30,0	30,8	30,2	—	—	—	—	—	30,3	3,30
183	193	188	30,2	31,4	31,2	30,8	29,8	30,2	30,8	30,2	30,8	—	—	—	30,6	3,27
221	229	225	32,4	32,0	31,8	31,6	32,2	32,8	32,8	33,0	32,6	—	—	—	32,4	3,09
257	267	262	33,0	32,4	33,0	33,4	33,6	33,0	32,4	32,8	33,0	32,0	—	—	32,9	3,04
296	304	300	33,8	33,6	33,4	34,2	32,0	32,0	32,8	32,8	—	—	—	—	33,1	3,02
233	342	338	34,8	34,6	33,4	34,2	34,0	34,8	33,4	33,2	35,0	33,0	—	—	34,0	2,94
370	380	375	35,4	34,2	36,4	34,4	34,6	35,6	35,4	34,6	33,8	34,4	34,4	—	34,8	2,87

enthält den Mittelwert dieser zwei Zeitbeträge. Die übrigen Spalten zeigen also die Messungsergebnisse der Ionisationsströme bei bereits erreichter Konstanz. Die vorletzte Spalte enthält die Mittelwerte dieser Messungen und die letzte die reziproken Werte.

Die Fig. 7 stellt die Leitfähigkeitsänderungen graphisch dar. Die Abszissen sind die Zeitabstände von der Einschaltung des Feldes bis zum Augenblick der Messung, die Ordinaten entsprechen den gemessenen Werten des Ionisationsstromes. Die Kurve zeigt ein System von „Buckeln“, die periodisch aufeinanderfolgen, und deren Gipfel mit der Zeit allmählich an Höhe abnehmen. Man ersieht, daß diese Höhenabnahme der Gipfel zunächst rasch, dann immer langsamer stattfindet. Besonders deutlich kommt dies an der Fig. 8 zum Vorschein, wo die Abszissen die Werte von τ_0 aus der Tab. IV darstellen, die Ordinaten aber die Zahlen der letzten Spalte derselben Tabelle.

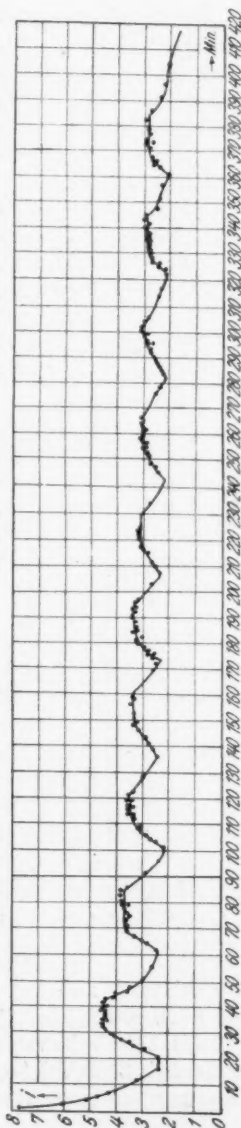
Die dritte Messungsserie betrifft Fälle, wo sowohl die Röntgenröhre als auch das Feld zeitweise ausgeschaltet wurden. Das Dielektrikum hatte also periodische „Ruhepausen“, die ungefähr 30 Minuten dauerten.

Die Messungen zeigten, daß der Ionisationsstrom in diesem Falle unverändert bleibt. Es läßt sich also schließen, daß die 30 Minuten langen Pausen für die „Erholung“ des Dielektrikums — die Rückkehr zum normalen Zustand — genügen.

Wir möchten uns auf die Mitteilung unseres experimentellen Materials über die „Ermüdungserscheinungen“ beschränken, da es einstweilen schwierig ist, eine erschöpfende Erklärung dieser Vorgänge vorzuschlagen.

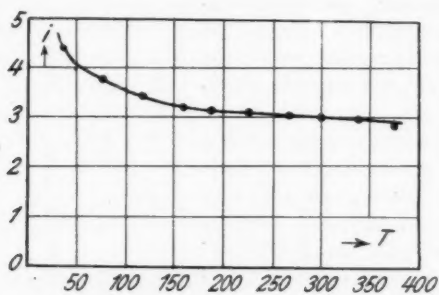
§ 6. Die Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Spannung

In der historischen Einleitung haben wir bereits erwähnt, daß verschiedene Autoren z. T. widersprechende Daten über die Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Spannung am Dielektrikum angeben. Roos beobachtete z. B. sogar Sättigungserscheinungen an dicken Schichten von Paraffin und anderen Dielektriken bei sehr niedrigen Spannungswerten. Andere Autoren, wie z. B. Kusnezow, fanden eine stärkere Zunahme des Stromes mit steigender Spannung, als es nach dem Ohmschen Gesetz zu erwarten wäre.



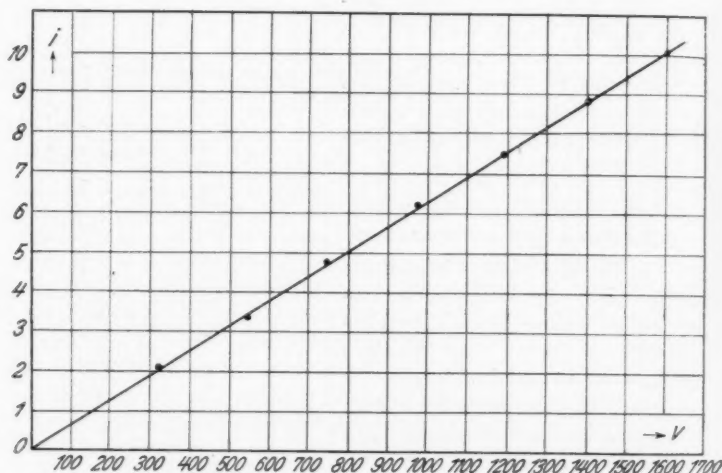
Die Ermüdung des Dielektrikums
Fig. 7

In diesem Kapitel wird über unsere Untersuchungen zu dieser Frage berichtet.



Die Ermüdung des Dielektrikums

Fig. 8



Die Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Spannung

Fig. 9

Der Abstand zwischen den Elektroden der Ionisationskammer blieb unverändert ($d = 0,5$ cm), die Spannung wurde von 322 bis 1600 Volt variiert. Der Potentialgradient betrug also letztenfalls 3200 Volt/cm. Für eine jede Spannung wurden drei Messungsserien an verschiedenen Tagen ausgeführt, der

Mittelwert aus allen Messungen wurde als das endgültige Ergebnis betrachtet.

Die Tab. 5 enthält die Resultate derartiger Messungen.

Die Fig. 9 enthält die graphische Darstellung der in der Tab. 5 zusammengefaßten Ergebnisse. Abszissenspannung in Volts, Ordinatenwerte des Ionisationsstromes in relativen Einheiten ($100/I_0$). Man ersieht unschwer, daß die Resultate dieser Messungen eine ausgezeichnete Bestätigung des Ohmschen Gesetzes im Bereich der untersuchten Spannungen bringen.

Ähnliche Messungen wurden mehrmals wiederholt; in keinem Fall konnten irgendwelche Abweichungen von dem Ohmschen Gesetz konstatiert werden.

Von großem Interesse wäre die Untersuchung dünnerer dielektrischer Schichten. Es ist durchaus möglich, daß dort überhaupt andere Gesetzmäßigkeiten vorliegen, als im Fall der 5 mm dicken Schicht. Untersuchungen in dieser Richtung sind im Gange und sollen bald mitgeteilt werden.

§ 7. Die Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Strahlungsintensität

Zur Untersuchung der Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Intensität der Röntgenstrahlung wurde als Strahlungsquelle eine Elektronenröhre der Firma Müller vom Typus „Media“ mit Molybdän Antikathode und zirkulierender Wasserkühlung benutzt. Die Röhre arbeitete am Öltransformator der Firma Siemens & Halske, in dessen Sekundärkreis ein Elektronenventil eingeschaltet wurde. Die Strahlungsintensität wurde durch Änderungen der Stromstärke in der Röhre variiert, die Stromstärke wechselte in den Grenzen von 1 bis 9 mA. Die Spannung an der Röhre wurde im Laufe des ganzen Messungszyklus streng konstant gehalten und betrug 70 kV (max.). Der letztere Wert wurde mittels einer Kugelfunkenstrecke mit Kugeldurchmessern von 125 mm bestimmt. In diesem Bereich der Stromstärken darf die Strahlungsintensität als proportional der Stromstärke betrachtet werden, obwohl die Verfasser in früheren Arbeiten¹⁾ gewisse Abweichungen von dieser Gesetzmäßigkeit für Mo bei der Stromstärke > 6 mA festgestellt haben. Diese Abweichungen sind aber nicht groß genug, um

1) D. Nasledow und P. Scharawsky, Ztschr. f. Phys. 41. S. 155. 1927; 42. S. 870. 1927; Phys. Ztschr. 28. S. 549, 625. 1927.

Tabelle 5 (Fortsetzung)

974 Volt																
Versuchstag	t_1 Sek.	t_2 Sek.	t_3 Sek.	t_4 Sek.	t_5 Sek.	t_6 Sek.	t_7 Sek.	t_8 Sek.	t_9 Sek.	t_{10} Sek.	t_{11} Sek.	t_{12} Sek.	t_{13} Sek.	t_{14} Sek.	t_0 Sek.	100/ t_0
30. IV.	16,2	16,5	15,8	16,4	16,2	16,2	16,2	16,2	16,2	16,2	—	—	—	—	—	16,2
30. IV.	16,0	16,2	15,8	15,8	15,8	15,8	16,0	15,6	15,8	16,2	—	—	—	—	—	15,9
1. V.	16,2	15,8	16,2	15,8	15,6	16,4	16,2	16,2	16,0	16,2	15,8	16,4	16,2	16,2	16,1	16,1
Mittelwert															16,1	6,21
1180 Volt																
Versuchstag	t_1 Sek.	t_2 Sek.	t_3 Sek.	t_4 Sek.	t_5 Sek.	t_6 Sek.	t_7 Sek.	t_8 Sek.	t_9 Sek.	t_{10} Sek.	t_{11} Sek.	t_{12} Sek.	t_{13} Sek.	t_{14} Sek.	t_0 Sek.	100/ t_0
2. V.	13,9	13,6	13,7	13,4	13,7	13,9	13,6	13,4	13,4	13,4	13,9	—	—	—	—	13,6
2. V.	13,2	13,4	13,4	13,6	13,6	13,2	13,6	13,4	13,2	13,2	13,2	13,2	13,2	13,4	13,3	13,3
3. V.	13,4	13,6	13,4	13,0	13,2	13,6	13,0	13,4	13,4	13,6	13,2	13,6	13,2	13,4	13,4	13,4
Mittelwert															13,4	7,46
1400 Volt																
Versuchstag	t_1 Sek.	t_2 Sek.	t_3 Sek.	t_4 Sek.	t_5 Sek.	t_6 Sek.	t_7 Sek.	t_8 Sek.	t_9 Sek.	t_{10} Sek.	t_{11} Sek.	t_{12} Sek.	t_{13} Sek.	t_{14} Sek.	t_{15} Sek.	t_{16} Sek.
3. V.	11,3	11,7	11,1	11,3	10,9	11,7	10,9	11,1	11,3	11,5	11,7	11,5	11,5	11,3	10,9	11,3
4. V.	11,5	11,5	10,7	11,1	10,9	11,5	11,3	11,5	11,5	11,1	10,9	11,1	11,5	—	—	11,2
5. V.	11,5	11,3	11,5	11,5	10,9	11,3	11,5	11,1	11,7	11,1	11,3	10,9	11,5	11,5	11,3	11,3
Mittelwert															11,3	8,85

2

Tabelle 5 (Fortsetzung)

1600 Volt																	
Versuchstag	t_1	t_2	t_3	t_4	t_5	t_6	t_7	t_8	t_9	t_{10}	t_{11}	t_{12}	t_{13}	t_{14}	t_{15}	t_{16}	100/ ρ_0
	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	Sek.	
6. V.	10,0	10,2	10,0	10,0	10,2	10,0	9,8	10,0	10,0	9,8	10,0	10,0	9,6	10,0	10,0	10,0	10,0
6. V.	10,0	10,0	9,8	9,6	10,2	10,2	9,6	10,0	10,0	9,9	9,8	10,0	9,8	—	—	—	9,9
8. V.	9,8	10,0	10,2	10,0	9,8	10,0	9,8	10,2	10,2	10,0	9,6	—	—	—	—	—	10,0
Mittelwert																10,0	10,0

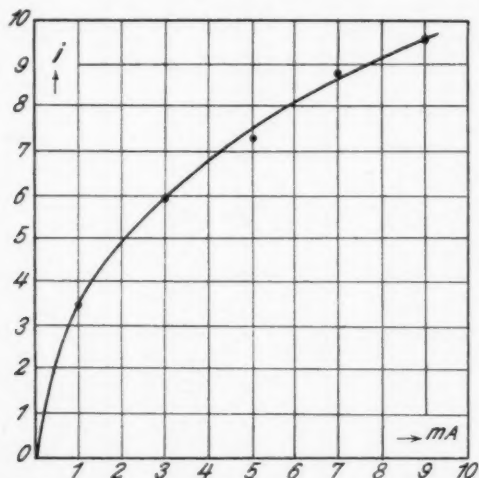
Tabelle 6

1 mA; 70 kV (max.)														
Versuchstag	t_1 Sek.	t_2 Sek.	t_3 Sek.	t_4 Sek.	t_5 Sek.	t_6 Sek.	t_7 Sek.	t_8 Sek.	t_9 Sek.	t_{10} Sek.	t_{11} Sek.	t_{12} Sek.	t_0 Sek.	$100/t_0$
18. II.	30,2	30,4	31,2	30,0	30,0	30,8	28,8	29,8	30,2	30,0	28,9	—	30,0	
18. II.	27,2	27,4	27,8	28,6	27,2	27,4	27,4	26,4	26,6	27,8	—	—	27,4	
25. II.	29,3	29,0	29,3	29,2	28,8	28,4	27,9	28,6	29,0	28,6	27,9	29,9	29,1	
											Mittelwert		28,8	3,47

3 mA; 70 kV (max.)																	
Versuchstag	t_1 Sek.	t_2 Sek.	t_3 Sek.	t_4 Sek.	t_5 Sek.	t_6 Sek.	t_7 Sek.	t_8 Sek.	t_9 Sek.	t_{10} Sek.	t_{11} Sek.	t_{12} Sek.	t_{13} Sek.	t_{14} Sek.	t_{15} Sek.	t_0 Sek.	$100/t_0$
18. II.	17,4	17,8	17,0	17,4	16,8	17,0	17,2	16,4	16,4	17,0	16,4	16,6	16,4	16,2	17,4	16,9	
19. II.	17,2	17,0	17,2	17,2	17,0	17,6	16,8	16,8	16,6	17,2	17,0	17,0	17,0	—	—	17,1	
25. II.	17,0	17,0	16,8	16,7	16,7	17,2	16,7	16,8	16,7	16,3	16,7	16,7	17,3	16,8	—	16,8	
														Mittelwert		16,9	5,92

gegebenenfalls einen merklichen Einfluß auf die Messungsergebnisse auszuüben.

Bei einer jeden Stromstärke wurden drei Messungsreihen an drei verschiedenen Tagen ausgeführt. Als endgültiges Ergebnis wurde der Mittelwert der sämtlichen Messungen betrachtet. Die Spannung an der Ionisationskammer wurde konstant gehalten und betrug $+700$ Volt.



Die Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Strahlungsintensität

Fig. 10

Die Messungsergebnisse werden in der nachstehenden Tab. 6 angeführt.

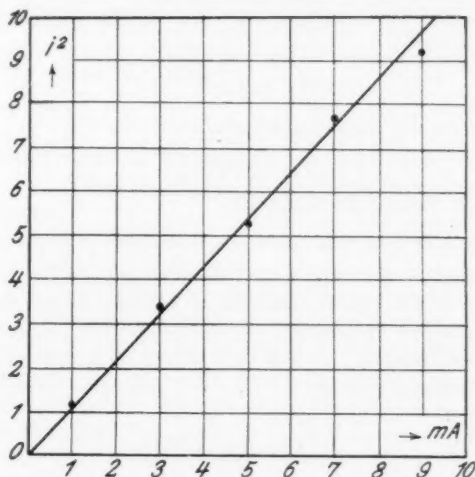
Die Fig. 10 stellt die Abhängigkeit des Ionisationsstromes von der Strahlungsintensität graphisch dar. Die Betrachtung dieser Kurve zeigt, daß der Ionisationsstrom nicht proportional der Strahlungsintensität, sondern bedeutend langsamer zunimmt. Vergleicht man hingegen die Quadrate der als Maß des Ionisationsstromes dienenden Werte mit den entsprechenden Werten der Stromstärke in der Röhre, so ersieht man das Vorhandensein einer direkten Proportionalität.

In der Tab. 7 werden die Quadrate der Ionisationsströme J^2 mit den Stromstärken in der Röhre zusammengestellt.

Tabelle 7

mA	1	3	5	7	9
J	3,48	5,92	7,30	8,85	9,61
J^2	1,2	3,5	5,3	7,8	9,2

Die Kurve der Fig. 11, wo die Abszissen die Stromstärke in der Röhre in mA, die Ordinaten aber die Quadrate der Ionisationsströme darstellen, veranschaulicht die Gültigkeit des quadratischen Gesetzes mit ziemlich guter Genauigkeit.



Die Abhängigkeit zwischen der Strahlungsintensität und dem Quadrate des Ionisationsstromes

Fig. 11

Wie es scheint, gestaltet sich also die Beziehung zwischen J und i folgendermaßen:

$$(1) \quad J = \kappa \sqrt{i}$$

wo κ ein Proportionalitätskoeffizient bedeutet.

Wie läßt sich eine derartige Beziehung theoretisch deuten?

Die Verfasser glauben diese Frage folgendermaßen beantworten zu dürfen.

Im Bereiche, wo das Ohmsche Gesetz gilt, muß augenscheinlich auch die folgende Beziehung gültig sein:

$$(2) \quad J = E (a_+ + a_-) e N$$

wo J die Stärke des Ionisationsstromes, a_+ und a_- die Ionenbeweglichkeiten im Dielektrikum, e die Ionenladung, E die Feldspannung und N die Dichte der positiven und negativen Ionen bedeutet.

Im Falle eines homogenen Feldes läßt sich der Ausdruck (2) folgendermaßen schreiben:

$$J = N e (a_+ + a_-) \frac{V_1 - V_2}{d}$$

hier ist $V_1 - V_2$ die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden der Kammer, und d der Abstand zwischen den Elektroden.

Indem wir:

$$e (a_+ + a_-) \frac{V_1 - V_2}{d}$$

gleich P setzen, erhalten wir:

$$(3) \quad J = P N,$$

wo P eine Konstante darstellt.

Daraus ersieht man, daß das Verhältnis $\frac{J}{V_1 - V_2}$ nur in dem Fall konstant sein kann, wenn N unabhängig von J ist. In diesem Fall wird N bei einem stationären Vorgang durch das Gleichgewicht von drei Prozessen bestimmt: Ionisation, Rekombination und Ionendiffusion. Indem wir den letztgenannten Vorgang vernachlässigen, gelangen wir zu der folgenden Gleichgewichtsbedingung:

$$(4) \quad A = R = \alpha N^2,$$

wo A die Ionisationsgeschwindigkeit, R die Rekombinationsgeschwindigkeit und α den Rekombinationskoeffizienten darstellt.

Die Ionisationsgeschwindigkeit A muß aber der Intensität der das Dielektrikum treffenden Strahlung i proportional sein. D. h.:

$$(5) \quad A = C \cdot i.$$

Indem wir die Gl. (5) in (4) einsetzen, erhalten wir:

$$(6) \quad C i = \alpha N^2.$$

Indem wir N aus (3) bestimmen und in die Gleichung (6) einsetzen, haben wir:

$$C i = \alpha \frac{J^2}{P^2}$$

und endlich schreiben wir:

$$(7) \quad J = \kappa \sqrt{i},$$

wo κ die folgende Bedeutung hat:

$$\kappa = P \sqrt{\frac{C}{a}}.$$

Der Ausdruck (7) hat die Form des Satzes (1), der sich aus den experimentellen Befunden ableiten ließ.

Dieser Umstand darf als eine Bestätigung der Annahme aufgefaßt werden, daß wir im Dielektrikum mit einem Vorgang zu tun haben, welcher demjenigen in Gasen bei der Ionisation durch Röntgenstrahlen analog ist.

§ 8. **Schlußbetrachtung**

Es mögen nun die Ergebnisse aller Messungen über die Ionisation des Ceresins durch Röntgenstrahlen zusammengestellt werden.

Die Vorgänge, die sich im Dielektrikum bei der Röntgenbestrahlung abspielen, sind höchstwahrscheinlich ionalen Ursprungs. Als Beweis dürften die Schlußfolgerungen des vorstehenden Kapitels dieser Arbeit herangezogen werden, in dem die Abhängigkeit des Ionisationsstromes im Ceresin von der Intensität der Strahlung erörtert wurde. Es hat sich ergeben, daß der Ionisationsstrom der Quadratwurzel der Strahlungsintensität (Intensität der das Dielektrikum treffenden Strahlung) proportional ist. Die Kurve, deren Abszissen Werte der Strahlungsintensität und deren Ordinaten entsprechende Werte des Ionisationsstromes darstellen, ist also eine Parabel.

Von großer Wichtigkeit ist unseres Erachtens die Tatsache, daß im Bereich von 322 bis 1600 Volt mit auffallender Genauigkeit das Ohmsche Gesetz gültig ist. Der Ionisationsstrom ist streng proportional der Spannung am Dielektrikum. Dieser Befund widerspricht den Ergebnissen einiger Autoren, bestätigt aber beispielsweise diejenige von Bjalobrjesky u. a. Die Ergebnisse von Roos halten wir für äußerst seltsam, da ja im Bereich so niedriger Spannungen kein Sättigungsstrom zu erwarten ist. Wir sind geneigt, die Befunde von Roos durch irgendein Mißverständnis zu erklären.

Die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen zeigen ganz deutlich, daß im Dielektrikum beständig Nachwirkungs-

erscheinungen stattfinden, die wahrscheinlich durch den langsamen Verlauf der ionalen Prozesse in festen Substanzen bedingt werden.

Außerdem untersuchten wir eingehend die Ermüdungserscheinungen im Ceresin bei der Röntgenbestrahlung. Eine Deutung dieser Erscheinungen wird hier nicht versucht, da sie unseres Erachtens einstweilen noch nicht möglich ist.

Es ist uns eine angenehme Pflicht auch an dieser Stelle unseren tiefsten Dank auszusprechen dem Hrn. Prof. Dr. W. K. Roché für die zahlreichen wertvollen Hinweise, die uns seinerseits bei der Ausführung dieser Arbeit zuteil wurden, und dem Direktor des Staatsröntgeninstituts in Kiew Hrn. G. P. Teslenko für die technischen Mittel, die er unserem Laboratorium zur Verfügung stellte.

Kiew, Röntgen-physikalisches Laboratorium des Staatsröntgeninstituts, Juni 1929.

(Eingegangen 26. Juli 1929)

**Über die Einwirkung
von Kanalstrahlen auf Alkalichloride
Von Nikolaus Embirikos**

(Münchener Dissertation)

(Mit 8 Figuren)

§ 1. Einleitung

Wenn Kanalstrahlen auf Metalle auffallen, rufen sie bekanntlich eine Sekundärstrahlung hervor, welche aus Elektronen besteht.

Eine Emission positiver Ionen beim Aufprall von Kanalstrahlen auf Metalle ist bisher nicht beobachtet worden. Hingegen steht es ziemlich fest, daß Kanalstrahlen, wenn sie auf eine Salzoberfläche auffallen, neben der Elektronenemission eine sekundäre positive Ionenemission verursachen.

Ausführlichere Arbeiten darüber haben S. E. Ohlon¹⁾, W. Völker²⁾ und E. Badareu³⁾ veröffentlicht.

Ohlon mißt den Strom, welcher von einem Salzauffänger zur Erde abfließt und stellt, bei ständig wachsender Geschwindigkeit der Kanalstrahlen, eine Verringerung dieses Stromes im Moment des Aufleuchtens der Serienlinien des Metalles fest.

Die Versuchsbedingungen erlauben keine quantitativen Schlüsse über die Ionenemission zu ziehen, doch ist damit, wenigstens qualitativ, die positive Ionenemission und ein Zusammenhang zwischen ihr und dem Serienleuchten wahrscheinlich gemacht.

Völker beweist den Abgang positiver Elektrizität von den Salzen auf folgende Art.

Von einem Metallauffänger fließt unter der Wirkung von Kanalstrahlen ein Strom i_A zur Erde ab, welcher in der

1) S. E. Ohlon, Verh. d. dtsh. Phys. Ges. **20**, S. 9. 1918.

2) W. Völker, Dissert. Greifswald 1918; Ann. d. Phys. **57**, S. 257. 1918.

3) E. Badareu, Phys. Ztschr. **28**, S. 634. 1927.

Hauptsache aus dem Strom der auftreffenden Kanalstrahlenteilchen j_k und dem Strom der abgehenden Elektronen j_e besteht. Man kann nun, bei nicht zu großer Änderung der Entladungsspannung, j_k und j_e angenähert dem Entladungsstrom i_k proportional setzen. Es ist also

$$i_A = C_k i_k + C_e i_k \quad \text{und} \quad i_A/i_k = C_k + C_e$$

d. h. das Verhältnis des Auffängerstromes zum Entladungsstrom ist angenähert konstant, also unabhängig von der Entladungsspannung. Diese Folgerung wird experimentell bestätigt. Bei einem Salzauffänger (LiCl) hat Völker nun gefunden, daß i_A/i_k mit wachsender Spannung im Gegensatz zum Metall nicht konstant bleibt, sondern stark abfällt.

Das kann nach ihm nur so erklärt werden, daß beim Salz zu dem Auffängerstrom i_A noch eine Komponente mit negativen Vorzeichen hinzukommt, welche nicht mehr dem i_k , also auch nicht mehr der Entladungsspannung proportional gesetzt werden kann.

Es sollen vom Salz austretende positive Ionen sein, welche diesen starken Abfall des Verhältnisses i_A/i_k mit der Entladungsspannung bewirken. Die Versuche sind bei nicht sehr niedrigem Gasdruck ausgeführt, die Entladungsspannung variierte von 300—1100 Volt.

Bei der obigen Schlußfolgerung wird nicht berücksichtigt, daß die Proportionalität der sekundären Elektronenemission mit der Entladungsspannung beim Salzauffänger nicht erwiesen ist.

E. Badareus Versuche sind im Hochvakuum mit glüh elektrisch erzeugten Ionenstrahlen im Spannungsbereich von 160—840 Volt ausgeführt.

Er findet, daß bei gleicher Stromstärke und gleicher beschleunigender Spannung der auftreffenden Teilchen, von einem Salzauffänger (LiCl) immer etwas weniger Strom zur Erde abfließt als von einem Metallauffänger, und im Gegensatz zu Völker, daß der Salzauffängerstrom mit wachsender Geschwindigkeit und gleichbleibender Zahl der auffallenden Teilchen zuerst etwas zunimmt, um dann ziemlich konstant zu bleiben.

Man kann indessen aus den Messungen Badareus keinen Beweis für den Weggang positiver Elektrizität entnehmen, da seine Meßresultate ebensogut dadurch gedeutet werden

können, daß unter gleichen Bedingungen, vom Salz weniger Elektronen weggehen als vom Metall. —

Allen diesen oben erwähnten Tatsachen gegenüber steht die Erscheinung der Lichtemission fester Metallverbindungen unter der Wirkung von Kanalstrahlen.

Es liegen darüber mehrere Beobachtungen vor, aber eine ausführliche, und über das rein phänomenologische hinausgehende Arbeit haben erst J. Stark und G. Wendt¹⁾ im Jahre 1912 veröffentlicht.

Die genannten Autoren stellen eine direkte Beziehung zwischen Ionenemission und Serienleuchten auf, indem sie annehmen, daß durch den Stoß der Kanalstrahlenteilchen, Ionen des Metalles der Verbindung leuchtend aus der Oberfläche herauskommen und im umgebenden Gasraum abklingen.

Ein Serienleuchten wurde nur bei farblosen und durchsichtigen Substanzen beobachtet. Farbige und undurchsichtige Substanzen leuchteten trotz starker Zerstäubung nicht. Zudem liegt allen Überlegungen der genannten Autoren noch die Auffassung zugrunde, daß die Serienemission der Alkalien das positive Metallion zum Träger hat.

Zweck der vorliegenden Arbeit ist es nun, die Tatsache der Ionenemission besser zu begründen und die Beziehungen zwischen Ionenemission und Serienleuchten, unseren heutigen Kenntnissen entsprechend, nach Möglichkeit aufzuklären.

§ 2. Messungen mit kleiner Strahlintensität

Es schien zuerst wünschenswert, die Messungen Völkers mit etwas variierten Bedingungen und im Hochvakuum zu wiederholen.

Zu dem Zweck wurde eine gewöhnliche zylindrische Kanalstrahlenröhre benützt, welche auf eine massive, wassergekühlte Messingkathode gekittet war. Die Kathode war axial mit einem Kanal von 10 cm Länge und 1,5 cm Durchmesser versehen. Auf der in der Röhre liegenden Endfläche war eine Aluminiumscheibe aufgekittet. Am anderen Ende schloß ein 6 cm breiter, 8 cm langer zylindrischer Raum an. Er trug seitlich ein Ansatzrohr von 20 mm lichter Weite zum Anschließen der Diffusionspumpe und ein kleineres zum Anschließen des Manometers.

1) J. Stark und G. Wendt, Ann. d. Phys. **38**. S. 669. 1912.

Von unten wurde dieser Raum mit einem Deckel abgeschlossen, welcher exzentrisch ein Ansatzrohr mit einem Schliff trug; mittels dieses Schliffes konnte im Hochvakuumraum eine Scheibe gedreht werden, welche einen Hohlauffänger, ein Tellerchen mit aufgeschmolzenem Salz (LiCl) und ein Stück Platinblech trug. Es war also möglich, abwechselnd unter dem Kanalstrahl den Hohlauffänger, das Salz oder das Platinstück zu drehen. Die ganze Scheibe war durch den Schliff isoliert geführt und über ein Galvanometer zur Erde abgeleitet. Es wurden Wasserstoffkanalstrahlen benutzt und die Kanalstrahlenröhre wurde dabei mit Wasserstoff, nach der Methode von W. Wien¹⁾ durchströmt. Im Hochvakuumraum herrschte ein Druck von weniger als 10^{-4} mm Hg. Als Spannungsquelle diente ein Siemens-Schuckertscher Hochspannungsgenerator, dessen Spannung sich bequem von 1000—5500 Volt regulieren ließ.

Tab. 1 stellt eine Meßreihe dar. i_A ist der Strom, welcher vom Salz- oder Metallauffänger zur Erde abfließt, i_k der direkt mit dem Hohlauffänger gemessene Kanalstrahlenstrom in 10^{-7} Amp. Beim Hohlauffänger werden die Sekundärelektronen zurückgehalten und deshalb der Gesamtkanalstrahlenstrom allein gemessen.

Tabelle 1

Entladungsspannung	i_k	i_A LiCl	i_A Pt
2000	0,5	1,0	1,8
3000	3,0	4,0	7,8
4000	8,0	8,0	28,4
5000	22,3	15,1	80,3

Fig. 1 veranschaulicht das Verhältnis i_A/i_k als Funktion der Entladungsspannung, und zwar Kurve I für den LiCl-Auffänger und Kurve II für den Pt-Auffänger. Für die letztere ist die Ordinatenkala kleiner gewählt. Man sieht, daß das Verhältnis i_A/i_k für das Salz, mit wachsender Spannung stark abnimmt, dagegen für das Metall merklich konstant bleibt. Damit werden die Resultate Völkers auch für höhere Spannungen und Hochvakuum voll bestätigt.

Allen bis jetzt beschriebenen Messungen haftet aber eine prinzipielle Unsicherheit an. Sie erfassen den vom Auffänger

1) W. Wien-Harms, Handb. d. Exp. Phys. Bd. 14. S. 559.

zur Erde abfließenden Strom als Ganzes und berücksichtigen nicht, daß er die algebraische Summe mehrerer Komponenten ist, und so kann man aus diesen Messungen keine Aussagen

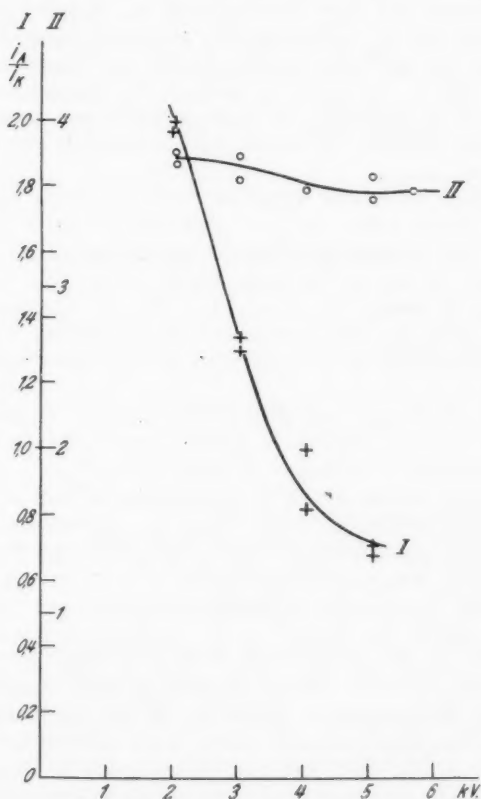


Fig. 1

über die abgehenden Ionenmengen pro auftreffendes Kanalstrahlenteilchen machen.

Um diesem Umstande abzuhelpen, wurde mit folgender Apparatur gearbeitet.

An die massive Kathode mit einem 10 cm langen, 1,5 mm breiten Kanal, wie oben beschrieben, schließt ein zylindrischer Beobachtungsraum an. In diesem war ein Hohlauflänger eingeführt, welcher im Prinzip dem von Norman Campbell¹⁾ zur Messung der Sekundärstrahlung bei Metallen benutzten, ähnlich gebaut ist. Er besteht aus einem Teller *T* (Fig. 4), um welchen ein Hartgummiring (in der Figur nicht gezeichnet) geschraubt ist. — Um diesen wieder ist eine Kappe *K* geschraubt, welche oben ein Loch von 4 mm Durchmesser trägt, so daß der dünne Kanalstrahl durchgehen kann, ohne den Rand zu berühren.

Beide voneinander isolierten Teile *K* und *T* werden mit Drähten nach außen geführt. Auf dem Teller *T* wurde das Salz in einer 1 mm dicken Schicht geschmolzen. Die Schaltung ist ebenfalls aus der Fig. 4 zu ersehen.

Das Tellerchen *T* ist ständig über ein Galvanometer *G* mit der Erde verbunden und an *K* kann eine von 0—110 Volt variable positive oder negative Spannung abwechselnd gelegt werden.

Die Spannung war einem Potentiometer *P* entnommen, welches aus dem Stadtnetz gespeist wurde, und konnte mit dem Voltmeter *V* gemessen werden.

Verbindet man *K* und *T* miteinander, so wird der gesamte Kanalstrahlenstrom gemessen. Wenn der Potentiometerschalter geöffnet ist, so ist *K* für sich geerdet und man mißt im Galvanometer den Gesamtkanalstrahlenstrom vermehrt um die von dem Salz abgehenden Sekundärelektronen und vermindert um die abgehenden Ionen und die reflektierten Kanalstrahlen.

Wird an *K* eine allmählich wachsende negative Spannung angelegt, so werden die Sekundärelektronen zurückgehalten, dagegen die ausgelösten Ionen auf *K* zu beschleunigt. Die reflektierten Kanalstrahlen dürfen auch hier nicht viel ausmachen, da sie, nach früheren Messungen von Füchtbauer und Saxen, nur wenige Prozent des primären Strahles betragen. Wenn der Strom konstant geworden ist, mißt man also wesentlich den Kanalstrahlenstrom, vermindert um die vom Salz abgehenden Ionen. Fig. 2 gibt eine Meßreihe am LiCl bei einem Gasdruck von weniger als 10^{-4} mm Hg wieder. Der Gesamtstrom (Linie I) beträgt $23,10 \cdot 10^{-7}$ Amp. Der Sättigungswert

1) N. Campbell, Phil. Mag. 29. S. 783. 1915.

der Kurve II ist -11 . Die Stromstärke des abgehenden Ionenstromes beträgt also $23 - (-11) = 34,10^{-7}$ Amp. und das bei einer Geschwindigkeit der Primärstrahlen von 5000 Volt.

Das Verhältnis des Ionenstromes zum ankommenden Kanalstrahlenstrom ist demnach etwa 1,5.

Der Strom in Kurve II nimmt bei 20–30 Volt einen konstanten Wert an; das bedeutet, daß alle austretenden Sekundärelektronen bei dieser Spannung zurückgehalten werden, also keine größere Anfangsgeschwindigkeit besitzen.

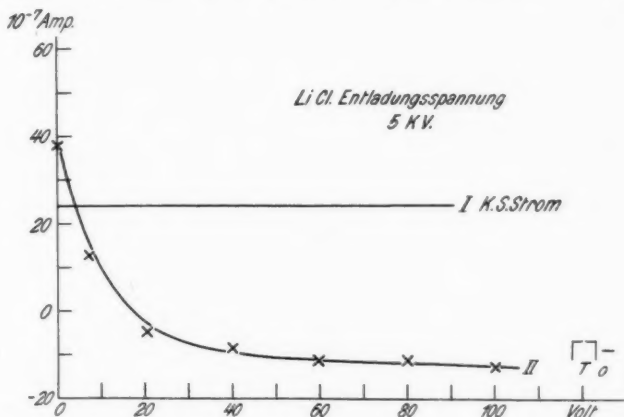


Fig. 2

Es sei noch erwähnt, daß Aufladungen der Salzoberfläche die Emission nicht beeinflussen können, weil eine solche Aufladung in unserem Falle höchstens von der Größenordnung 10^{-2} Volt sein könnte. Völker hat nämlich den Widerstand einer 1 mm dicken Schicht von aufgeschmolzenem LiCl, wie es auch bei unseren Versuchen verwendet wurde, zu 30000 Ohm bestimmt, und im Durchschnitt floß durch diese Schicht ein Strom von 10^{-6} Amp. zur Erde ab. Der Potentialabfall in der Salzschiicht ist also $10^{-6} \cdot 3 \cdot 10^4 = 3 \cdot 10^{-2}$ Volt.

§ 3. Das Fluoreszenzleuchten

Wie schon erwähnt, ist von mehreren Beobachtern übereinstimmend gefunden worden, daß die Salze der Alkalien

unter dem Einfluß der Kanalstrahlen das Serienleuchten der Metalllinien zeigen: z. B. leuchteten Li-Salze rot und Na-Salze gelb. Bei unseren bisherigen Versuchen konnte jedoch ein solches Leuchten nicht beobachtet werden. Man sah nur durch ein im Beobachtungsraum seitlich angebrachtes Fenster ein blau-grünes Fluoreszenzleuchten, welches sehr schnell, innerhalb weniger Minuten, ermüdete und vollständig erlosch. Dieses Leuchten erstreckt sich, wie sich später ergab, weit ins Ultraviolett hinein. Ein Versuch jedoch es mit einem Spektrographen aufzunehmen, mißlang zunächst, eben wegen seiner schnellen Abklingung.

Eine Aufnahme ermöglichte die folgende Apparatur:

An die oben beschriebene lange Kathode schloß ein größerer Beobachtungsraum an, in welchem eine zylindrische Trommel von 8 cm Durchmesser angebracht war, deren Mantelfläche unter 45° den Kanalstrahl schnitt. Die Trommel war von außen mittels eines Schliffs drehbar und auf ihren Mantel wurde das Salz aufgeschmolzen, so daß man von außen durch eine kleine Drehung am Schliff immer wieder frisches Salz unter dem Strahl bringen konnte.

An der Wand des Beobachtungsraumes war ein Quarzfenster angebracht, durch welches, mittels eines Kondensors, der fluoreszierende Fleck auf dem Spalt eines Steinheilschen Quarzspektrographen abgebildet wurde. Das Kollimatorrohr stand senkrecht zum Strahl.

Fig. 3 zeigt eine solche etwas vergrößerte Aufnahme von LiCl, im Gebiet von 3100—4900 ÅE. Sie ist 10 Stunden lang exponiert worden, wobei alle fünf Minuten die Trommel etwas gedreht und so frisches Salz unter den Strahl gebracht wurde.

NaCl zeigte genau dasselbe Bild. Auf der gleichen Platte ist zum Vergleich das Spektrum einer Quecksilberlampe dem Salzspektrum überlagert. Unterhalb befindet sich nochmals das Hg-Spektrum.

Man sieht nur ein kontinuierliches Spektrum ohne jede Spur von Serienlinien. Die schwachen Linien, die auf der Platte zu sehen sind (auf der Reproduktion jedoch nicht), stammen vom Restleuchten des bereits abgeklungenen Kanalstrahls.

Die Versuche wurden mit Sauerstoff- und Stickstoffkanalstrahlen mit genau gleichem Resultat wiederholt.

Spätere Versuche, die zur Aufklärung angestellt wurden, zeigten, daß wesentlich für das Zustandekommen des Serienleuchtens eine genügende Intensität der Kanalstrahlen ist. Bei den obigen Versuchen war der Kanalstrahl ziemlich schwach, da er in einer Röhre mit 5000 Volt Spannung und 1—2 mA Stromstärke erzeugt wurde und dann den 10 cm langen und 1,5 mm dünnen Kanal passieren mußte, wobei er sehr abgeschwächt wurde. Der außerordentlich lange und dünne

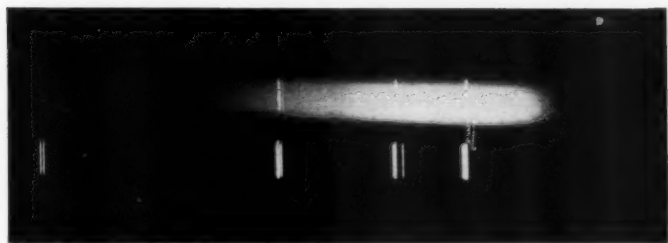


Fig. 3

Kanal wurde benutzt, um im Beobachtungsraum möglichst niedrigen Druck zu haben und so einwandfreie Bedingungen, für die im vorigen Paragraphen beschriebenen Ionenmessungen, zu schaffen.

Wählt man nun einen 5 cm langen und 2,5 mm breiten Kanal, so kann man beobachten, daß bei 10000 Volt Spannung mit wachsender Stromstärke das Fluoreszenzleuchten allmählich vom einsetzenden Serienleuchten überstrahlt wird, z. B. beim LiCl nimmt das blaugrüne Fluoreszenzleuchten erst eine rötliche Tönung an, um dann bei großer Strahlintensität hellrot aufzuleuchten.

Die Aufnahmen von diesem Serienleuchten zeigen keine Spur von dem früher allein vorhandenen kontinuierlichen Spektrum, wegen der raschen Abklingung des letzteren. Das Serienleuchten setzt also erst bei einer bestimmten Intensität, oder besser gesagt, Stromdichte, des Kanalstrahls ein. Diese Tatsache wird durch die im nächsten Paragraphen zu besprechenden Messungen bestätigt.

Über die Frage nach dem Ursprung des Fluoreszenzleuchtens kann ich keine genaue Aussage machen.

Das LiCl wurde bei geringer Stromintensität nach kurzer Bestrahlung mit Wasserstoff- oder Sauerstoffkanalstrahlen schwarz, das NaCl nach gleicher Behandlung dunkelblau.

§ 4. Messungen mit großer Strahlintensität

Da es als erwiesen gelten darf, daß das Serienleuchten erst bei größeren Stromdichten des Kanalstrahls einsetzt, so muß man, um über die Beziehungen zwischen Ionenemission und Serienleuchten Aufschluß zu bekommen, die Ionenmessungen bei größeren Stromdichten wiederholen. Das geschah mit folgender Apparatur (Fig. 4):

An eine massive wassergekühlte Kathode mit einem 5 cm langen und 2,5 mm breiten axialen Kanal schloß ein zylindrischer Raum an, in welchem ein Hohlauffänger, wie im § 2 beschrieben, eingeführt war. Die Schaltung ist hier die gleiche und aus der Fig. 4 zu ersehen. Die Kanalstrahlen wurden nach der Wienschen Durchströmungsmethode in Luft erzeugt, als Spannungsquelle diente jetzt eine Hochspannungsanlage, bestehend aus einem Gleichstrom-Wechselstromumformer mit Hochspannungstransformator und Glühventil. Die Entladungsröhre wurde mit 30000 Volt und 8–10 mA betrieben.

Im Raume um den Auffänger wurde, mittels einer dreistufigen Stahldiffusionspumpe ein Druck von $5 \cdot 10^{-4}$ bis 10^{-3} mm Hg aufrechterhalten.

Wollte man mit dieser Apparatur die Messungen, die im § 2 beschrieben worden sind, wiederholen, so ginge das nicht ohne weiteres, da bei der großen Strahlintensität verschiedene Störungen auftraten. Vor allem erwies sich, wenn man T und K miteinander über das Galvanometer zur Erde ableitete, der Gesamtstrom als negativ.

Brachte man in der Nähe des Zylinders einen Magneten an, so sprang der Strom sofort auf einen kleineren negativen Wert; das zeigte, daß diese Störung durch langsame Sekundärelektronen und negative Ionen, welche wahrscheinlich auf dem nicht genügend geschützten Auffänger auftrafen, verursacht war.

Um diese Störung zu beseitigen, wurden im Raume zwischen dem Auffänger und der Kathode zwei kreisförmige Aluminium-

blenden B_1 und B_2 (Fig. 4) angebracht. Beide waren isoliert nach außen geführt.

War B_1 geerdet, dagegen B_2 auf $+110$ Volt gebracht, so floß vom Auffänger ein hoher, positiver Strom ab. Bei

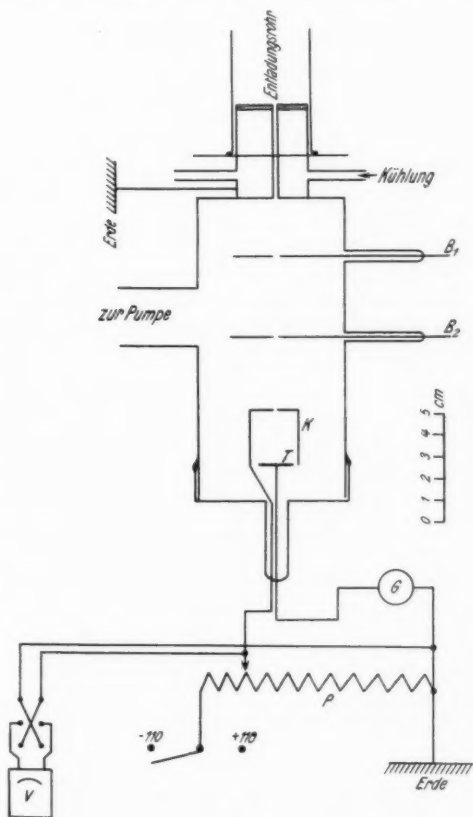


Fig. 4

der Aufnahme des Gesamtkanalstrahlenstromes als Funktion der an B_2 angelegten positiven Spannung zeigte sich, daß dieser mit wachsender Spannung von seinem anfänglichen negativen Wert schnell anwuchs, um dann bei $+70$ Volt an B_2 einen

konstanten Wert zu erreichen und weiterhin bis $+110$ Volt ihn zu behalten. So konnte angenommen werden, daß durch diese Einrichtung alle störenden langsamen Sekundärelektronen

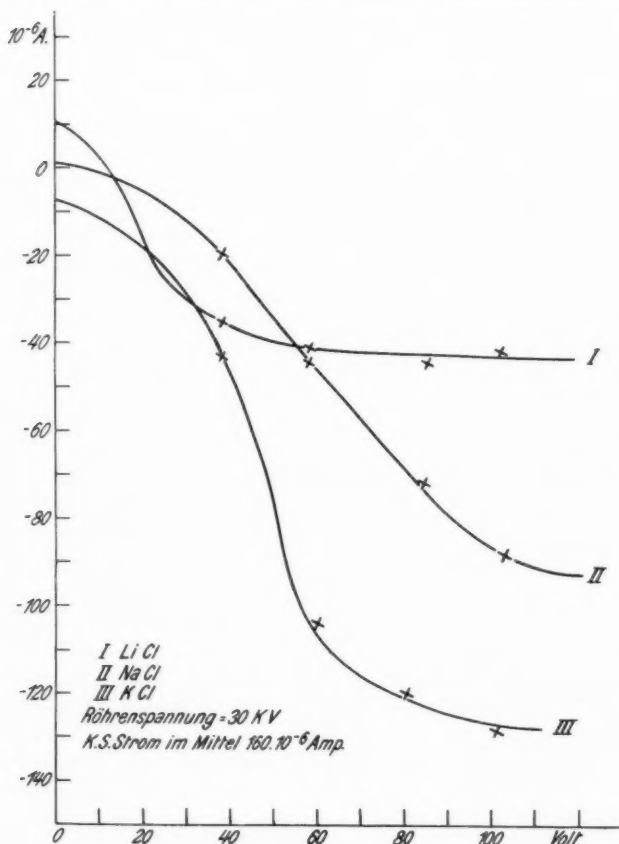


Fig. 5

und negative Ionen über die Blende B_2 abgeleitet wurden. Die angelegte Spannung war, im Vergleich zu der hohen Geschwindigkeit der Kanalstrahlen, so klein, daß die Zusammen-

setzung der Kanalstrahlen dadurch nicht beeinflusst wurde. Die Messungen verliefen dann genau wie es im § 2 beschrieben wurde.

Fig. 5 veranschaulicht je eine Meßreihe für LiCl, NaCl und KCl.

Der Gesamtkanalstrahlenstrom betrug jetzt im Mittel $160 \cdot 10^{-6}$ Amp.

Hier muß man mit den quantitativen Schlüssen sehr vorsichtig vorgehen, und zwar aus folgenden Gründen:

Nimmt man, nach Bestrahlung von einigen Stunden, das Salz aus dem Auffänger heraus, so sieht man, daß der Strahl nach und nach in ihm eine weiß und raub aussehende, kreisrunde Vertiefung eingegraben hat. Diese weiße Vertiefung ist beim LiCl von einer schwarzen, bei NaCl von einer tiefblauen Korona umgeben. Diese Korona wird offenbar durch den diffusen Randmantel des Strahls erzeugt, also durch die Teile, bei denen die Stromdichte klein ist. KCl blieb weiß.

Das Innere der Kappe *K* war immer mit einer hauchdünnen Salzschrift belegt. Das zeigt, daß es sich um eine Zerstäubung oder Verdampfung handelt. Man kann also nicht über den in der direkten Umgebung des Salzes herrschenden Dampfdruck sicher sein, um so mehr, als der im Außenraum herrschende Gasdruck gerade an der Grenze der für einwandfreie Ionmessungen zulässigen Drucke liegt. Es besteht daher die Möglichkeit, daß im Inneren des Auffängers stattfindende Umladungsvorgänge und Ionendiffusion die Resultate in quantitativer Hinsicht verfälschen.

Trotzdem kann man aus der Betrachtung der Fig. 5 und durch Vergleich mit Fig. 2 folgende Feststellungen machen:

Die im Verhältnis zum Kanalstrahlenstrom austretende Ionenmenge hat bei der jetzt viel größeren Entladungsspannung stark zugenommen.

Außerdem sieht man, daß mit wachsender Atomnummer des Metalles der Verbindung die Emission positiver Teilchen unter sonst gleichen Bedingungen stärker wird; eine Tatsache, welche zu den im nächsten Paragraphen zu besprechenden spektroskopischen Beobachtungen eine gewisse Parallelität zeigt,

und auch mit dem Befund, daß die Werte der Gitterenergie der Alkalichloride mit wachsender Atomnummer abnehmen¹⁾, im Einklang steht.

§ 5. Spektroskopisches

Alle, die von den bisherigen Beobachtern am Serienleuchten der Alkalisalze beobachteten Metalllinien, sind Bogenlinien; stammen also vom neutralen Metallatom ab. Wenn ein Zusammenhang zwischen Ionenemission und Leuchten tatsächlich

besteht, liegt es nahe zu vermuten, daß die Funkenlinien des Metalls auftreten.

Über die Funkenspektren der Alkalien liegen nur wenige Arbeiten vor. Diese Spektren sind bekanntlich im allgemeinen schwer anzuregen und die Schwierigkeit wächst außerordentlich mit kleiner werdender Atomnummer.

Fig. 6 stellt die zur Aufnahme dienende Anordnung dar.

Unter einer Aluminium-Siebkathode, welche mit möglichst dicht nebeneinander gebohrten Löchern versehen war, wurde ein Messingteller *T*, auf welchem das Salz in einer unge-

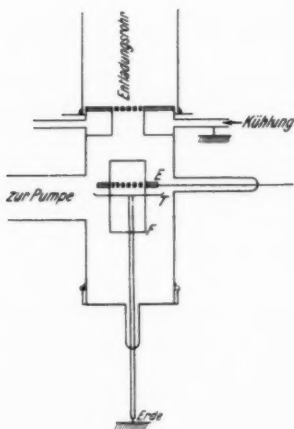


Fig. 6

gefähr 1 mm dicken Schicht aufgeschmolzen wurde, angebracht. Das Tellerchen war nach außen geführt und geerdet. Vor ihm an der Rohrwandung war ein Quarzfenster *F* angekittet. Die Elektrode *E* ist hier wegzudenken; sie wird für die im nächsten Paragraphen zu beschreibenden Versuche dienen. Die durch den Aufprall der Kanalstrahlen in der unmittelbaren Nähe der Salzoberfläche erzeugte Lichterscheinung wurde auf den Spalt eines Steinheilschen Quarzspektrographen mit zwei 60°igen Prismen, einer Objektivöffnung von 45 mm, und 450 mm Brennweite, abgebildet. Die Kollimatorachse stand

1) Geiger-Scheel, Handb. d. Phys. 24. S. 440.

senkrecht zum Kanalstrahl. Die Entladungsröhre wurde mit Sauerstoff oder Luft durchströmt und bei 20—30 kV Spannung mit 8—10 mA betrieben. Es war notwendig, um die durchweg sehr schwachen Funkenlinien auf der Platte zu bekommen, zehn Stunden lang zu exponieren. Dadurch erschienen auf der Platte auch die Aluminiumlinien, Stickstoffbanden u. a. m. ziemlich intensiv. Es war jedoch leicht, die von dem Salz stammenden Linien von den anderen zu unterscheiden, da sie

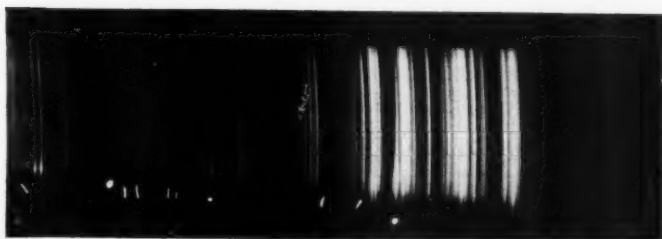


Fig. 7

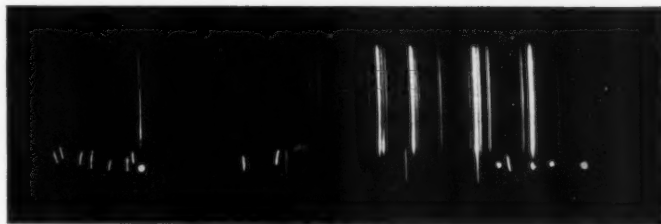


Fig. 8

an ihrem unteren Ende, der dünnen helleuchtenden Dampfschicht über dem Salz entsprechend, durchweg eine deutliche Verdickung hatten. Aufgenommen wurde das Gebiet von ungefähr 3000 bis 5000 ÅE. Die Dispersion betrug bei 5000 ÅE 65 ÅE/mm, bei 4000 40 ÅE/mm und bei 3000 15 ÅE/mm.

Fig. 7 zeigt eine solche vergrößerte Aufnahme von KCl mit Sauerstoffkanalstrahlen, Fig. 8 eine gleiche von NaCl. Auf dieser letzteren Platte ist zum Vergleich das Spektrum einer Quecksilberlampe entworfen. Die Bogenlinien des Na

sind unten punktiert, manche der Funkenlinien gestrichen gezeichnet.

Die Bogenlinien erscheinen bei weitem stärker als die Funkenlinien.

Es fiel bei allen derartigen Aufnahmen auf, daß die Bogenlinien viel länger waren als die Funkenlinien, welche nur innerhalb der dünnen, helleuchtenden Dampfschicht auftraten. Die Bogenlinien waren noch in einem Abstände von 15 mm von der Salzoberfläche vorhanden.

Tab. 2 zeigt die von uns beobachteten Bogen- und Funkenlinien der Elemente Li, Na und K. Sie stimmen im allgemeinen mit den von den anderen Beobachtern als am stärksten angegebenen Linien der entsprechenden Spektre überein. Die Genauigkeit der Wellenlängenmessung betrug 1–3 ÅE, was für die Identifizierung der Linien ausreicht. Angegeben sind noch zum Vergleich die der Literatur entnommenen genaueren Werte der Wellenlänge der gleichen Linien.

Tabelle 2

Li		Na		Na ⁺		K		K ⁺	
P.-G.	E.	P.-G.	E.	F.	E.	P.-G.	E.	d. B.	E.
4971,98	4971	4983,53	4985	3631,3	3633	4044,29	4043	4829,23	4830
4603,04	4605	4752,19	4751	3533,1	3530	3446,49	3445	4225,67	4222
4273,34	4275	4669,4	4671	3371,0	3370	3217,27	3217	3972,58	3972
4132,44	4133	4546,03	4546	3320,7	3320			3955,21	3955
3985,86	3986	4500,0	4500	3285,8	3285			3897,92	3898
3915,2	3915	3302,34	3303	3274,3	3275			3739,13	3740
3232,77	3234	2852,83	2855	3251,3	3250			3721,34	3720
2741,39	2741			3189,9	3190			3681,54	3683
				3164,1	3165			3530,75	3530
				3146,1	3145			3440,05	3440
				3138,1	3140			3384,86	3385
				3135,6	3135			3380,62	3378
				3129,6	3130			3373,60	3372
				3092,9	3092			3345,32	3345
				3078,5	3078			3290,65	3292
								3220,60	3220
								3142,75	3144
								3105,00	3102
								3062,18	3060

Alle Bogenlinien wurden nach den Tabellen von Paschen-Götze¹⁾ identifiziert; die Funkenlinien des Na nach einer

1) Paschen-Götze, Seriengesetze der Linienspektren. Berlin 1922.

Zusammenstellung derselben von S. Frisch¹⁾ und die des K nach einer solchen von T. L. de Bruin²⁾. Wir konnten auf den Li-Aufnahmen keine der Linien finden, welche von H. Schüller³⁾ als Funkenlinien dieses Elementes erkannt worden sind, und da die Funkenlinien des Kaliums auch bei unseren Aufnahmen bei kürzerer Exposition zu bekommen waren als die des Natriums, so kann man zwischen diesen Tatsachen und dem Befund, daß mit wachsender Atomnummer die Ionenemission der Alkalichloride unter dem Einfluß von Kanalstrahlen stärker wird, eine direkte Beziehung aufstellen. Ob die Ionen leuchtend die Salzoberfläche verlassen oder sie nachträglich zur Emission der Funkenlinien angeregt werden, kann nicht entschieden werden. Es besteht auch die Möglichkeit, daß neutrale Metallatome durch Stoß ionisiert und angeregt werden. Nach den obigen Beobachtungen scheint jedoch, daß die Zahl der austretenden positiven Ionen maßgebend für das Erscheinen der stärkeren Funkenlinien ist.

§ 6. Die Beeinflussung des Serienleuchtens

Stark und Wendt⁴⁾ haben gefunden, daß die räumliche Ausdehnung des Serienleuchtens, welches in der unmittelbaren Nähe der Oberfläche eines vom Kanalstrahl getroffenen Salzes erzeugt wird, durch ein elektrisches Feld sich beeinflussen läßt.

Wir haben diese Versuche wiederholt, ohne sie jedoch direkt bestätigen zu können. Wir benutzten die im letzten Paragraphen beschriebene Apparatur. Vor der Salzoberfläche und parallel zur ihr wurde jetzt im Abstände von 2,5 mm eine Elektrode *E* angebracht, welche aus einer 1 mm dicken Aluminiumscheibe bestand, die in der Mitte mit möglichst dicht nebeneinander gebohrten Löchern versehen war. Die Elektrode war isoliert nach außen geführt und konnte, mit dem positiven oder negativen Pol einer Akkumulatorenatterie von 800 Volt Spannung, deren anderer Pol geerdet war, verbunden werden. Bei einer Kanalstrahlengeschwindigkeit von 30 kV hatte die leuchtende Schicht eine Dicke von 1,3 mm bei Lithium und etwas weniger beim

1) S. Frisch, Naturwiss. **15**. S. 507. 1927.

2) T. L. de Bruin, Ztschr. f. Phys. **36**. S. 94. 1926.

3) H. Schüller, Naturwiss. **12**. S. 579. 1924; Ztschr. f. Phys. **37**. S. 568. 1926.

4) J. Stark und G. Wendt, Ann. d. Phys. **38**. S. 684. 1912.

Natrium; die Grenze dieses Leuchtens war jedoch ziemlich unscharf. Beobachtet wurde mit einem zehnfach vergrößernden Mikroskop.

Bei Anlegung einer positiven oder negativen Spannung von 800 Volt an die Elektrode E konnte eine eben noch wahrnehmbare Beeinflussung des Leuchtens festgestellt werden, welche aber eher eine Intensitätsänderung als eine Änderung der räumlichen Ausdehnung zu sein schien; und zwar schien das Leuchten etwas intensiver zu werden, wenn E negativ war, also wenn die aus dem Salz austretenden Ionen beschleunigt wurden, und etwas schwächer, wenn E positiv wurde. Vielleicht handelt es sich hierbei nur um eine kleine Rückwirkung auf die Entladung, da bei der Siebkathode ein Felddurchgriff jedenfalls stattfindet.

Noch eine Beobachtung bestätigte hier den starken Abgang positiver Elektrizität von der Salzoberfläche:

Diente die Elektrode E als Kathode, so floß von ihr, wegen der zwischen E und T einsetzenden unselbständigen Strömung, ein Strom von ungefähr 3 mA zur Erde ab; diente dagegen E als Anode, so sank der Strom auf 1 mA.

Wir haben dann spektroskopische Beobachtungen angestellt in der Hoffnung, eine Abhängigkeit des Intensitätsverhältnisses der Funkenlinien zu den Bogenlinien durch den Einfluß von elektrischen Feldern, welche, je nach ihrer Richtung, die austretenden Ionen zurückhielten oder beschleunigten, zu bekommen.

Aufgenommen wurde NaCl mit Luftkanalstrahlen, und zwar einmal bei geerdeter Elektrode E , und ein zweites Mal bei Anlegung einer negativen (austretende $+$ Ionen werden beschleunigt) Spannung von 800 Volt. Sonst wurden genau die gleichen Bedingungen festgehalten. Mit dem Hartmannschen Mikrophotometer wurden dann die Bogenlinie 3302,34 und die Funkenlinien 3285,8, 3274,3, 3189,8 und 3164,1 photometriert und die Schwärzungsmaxima festgestellt. Bezeichnet man sie der Reihe nach für das Bild mit Feld mit A_F, B_F, C_F, D_F und E_F und für das Vergleichsbild ohne Feld entsprechend mit $A_0, B_0 \dots$ so waren die Schwärzungsmaxima nach Abzug der Grundschrärzung der Platte in Einheiten der Schwärzungsskala des Mikrophotometers ausgedrückt:

$A_F = 34,0$	$A_0 = 32,7$
$B_F = 8,5$	$B_0 = 5,4$
$C_F = 15,2$	$C_0 = 9,7$
$D_F = 2,8$	$D_0 = 1,5$
$E_F = 1,3$	$E_0 = -$

und die Verhältnisse:

$A_F : B_F = 4,00$	$A_0 : B_0 = 6,05$
$A_F : C_F = 2,24$	$A_0 : C_0 = 3,37$
$A_F : D_F = 12,1$	$A_0 : D_0 = 21,8$
$A_F : E_F = 26,1$	$A_0 : E_0 = -$

Die Intensität der Funkenlinien ist also durch den Einfluß des elektrischen Feldes verglichen mit der Intensität der einen Bogenlinie, größer geworden.

Es wurde dann eine gleiche Aufnahme mit einem die Ionen verzögernden Feld gemacht. Auf dem einen Bilde ist die Elektrode E geerdet, auf dem anderen auf -800 Volt (Ionenemission verringert) gebracht.

Hier wurde durch den Einfluß des Feldes die Intensität der Funkenlinien auf dem Bilde mit Feld kleiner als auf dem ohne Feld. Der Effekt konnte jedoch hier, wegen der Kürze und Schwäche der Funkenlinien, welche eine exakte Photometrierung nicht gestatteten, nur für die Funkenlinie 3285,8 einwandfrei festgestellt werden.

Die Zahlenwerte waren entsprechend:

$A_F = 43,0$	$A_0 = 50,0$
$B_F = 7,1$	$B_0 = 15,3$
$C_F = -$	$C_0 = 7,2$
$A_F : B_F = 6,0$	$A_0 : B_0 = 3,26$

Auf allen diesen Aufnahmen konnte man sehen, daß die Bogenlinien sich nicht über die Elektrode E (dunkler Zwischenraum) hinaus erstrecken, also nicht so lang sind, wie bei den Aufnahmen ohne Zwischenelektrode E , offenbar weil der Dampf sich auf der kalten Elektrode E niederschlägt.

Nach der Gesamtheit unserer Beobachtungen erscheint uns folgende Auffassung über den Ursprung des Serienleuchtens als wahrscheinlich.

Durch die Wirkung der Kanalstrahlen ist das Salz von einer Atmosphäre seines Dampfes umgeben, welche sich ziemlich

weit erstreckt und durch den Kanalstrahl zur Emission der Bogenlinien des Metalles angeregt wird.

Man kann nicht mit Sicherheit entscheiden, ob die durch die Wirkung der Strahlen austretenden Ionen leuchtend die Salzoberfläche verlassen oder nachträglich zur Emission der Funkenlinien angeregt werden. Bemerkt sei nur, daß die Linien unmittelbar an der Salzoberfläche eine besonders große Intensität haben.

Da die Funkenlinien im Gegensatz zu den Bogenlinien nur in der unmittelbar vor der Salzoberfläche liegenden Dampfschicht angeregt werden, liegt es nahe, diese dünne helleuchtende Schicht als ein Rekombinationsgebiet der austretenden Ionen zu betrachten. Außerhalb derselben sind also wohl keine Ionen mehr vorhanden.

Bei der Rekombination in diesem Gebiet dürfte das starke Serienleuchten (Bogenlinien) entstehen. Oberhalb des Rekombinationsgebietes und der helleuchtenden Dampfschicht verdankt dann das allein noch übrige Serienleuchten (Bogenlinien) seinen Ursprung einer Anregung des Dampfes durch Kanalstrahlenstoß.

§ 7. Zusammenfassung

Es wird gezeigt, daß Kanalstrahlen beim Aufprall auf Alkalichloride sowohl eine Elektronen- als eine Ionenemission hervorrufen.

Die Ionenemission pro Strahlteilchen nimmt mit wachsender Geschwindigkeit des Kanalstrahles zu.

Die Ionenemission nimmt unter sonst gleichen Umständen mit wachsender Atomnummer des Metalles der Verbindung zu.

Die Serienemission an der Oberfläche des Salzes setzt erst bei einer genügend großen Stromdichte ein; bei kleiner Stromdichte des Kanalstrahls wird bei LiCl und NaCl nur ein Fluoreszenzleuchten beobachtet.

Außer den Bogenlinien werden bei NaCl und KCl auch Funkenlinien des Metalles festgestellt; die Intensität der Bogenlinien ist jedoch bei weitem größer als die der Funkenlinien.

Die Bogenlinien erstrecken sich, wenn auch mit schwächerer Intensität, weit über die helleuchtende Dampfschicht in den umgebenden Gasraum hinein. Die Funkenlinien sind nur in der hellen Dampfschicht mit nach oben stark abnehmender Intensität zu beobachten.

Durch ein elektrisches Feld läßt sich die Intensität der Funkenlinien beeinflussen, und zwar in dem Sinne daß in einem die austretenden Ionen beschleunigendem Feld, die Funkenlinien im Verhältnis zu den Bogenlinien stärker werden, hingegen schwächer in einem die Ionen verzögernden Feld.

Aus der Gesamtheit der Beobachtungen läßt sich ein ziemlich klares Bild, über den Zusammenhang zwischen Ionenemission und den beobachteten Leuchterscheinungen gewinnen.

Die vorliegende Untersuchung ist auf Anregung des nunmehr leider verstorbenen Hrn. Geheimrat W. Wien entstanden, dem ich wertvolle Hilfe zu verdanken habe.

Hrn. Prof. Dr. Rüchardt möchte ich auch an dieser Stelle für seine Ratschläge an der Durchführung dieser Arbeit meinen herzlichsten Dank aussprechen.

München, Physikalisches Institut der Universität, Frühjahr 1929.

(Eingegangen 7. August 1929)

**Experimentelle Untersuchung über
die Leitfähigkeit ionisierter Luft bei Hochfrequenz
Von Angelika Székely**

(Mitteilung aus dem Physikalischen Institut der Universität Graz, Nr. 67)

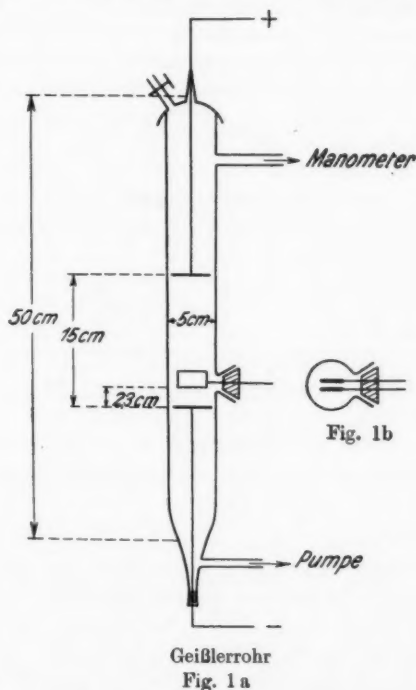
(Mit 8 Figuren)

Da die theoretisch abgeleiteten Formeln über die Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante ionisierten Gases die Grundlage für die Überlegungen über die Fortpflanzung elektromagnetischer Wellen in der höheren Atmosphäre bilden, hat sich in den letzten Jahren der Wunsch nach einer experimentellen, nicht nur qualitativen, sondern auch quantitativen Prüfung dieser Formeln Geltung verschafft und es sind einige experimentelle Arbeiten über diesen Gegenstand erschienen, die eine Bestätigung der theoretischen Überlegungen bringen.¹⁾ Doch ist das beigebrachte Zahlenmaterial noch immer als dürftig zu bezeichnen und eine Bereicherung desselben kann wohl nicht als überflüssig angesehen werden.

Die vorliegende Arbeit berichtet über Messungen der *Leitfähigkeit der ionisierten Luft im negativen Glümlicht für Ströme der Frequenzen $1-5 \cdot 10^6$ Hertz* (Wellenlängen zwischen 242 und 58 m). Für diesen Frequenzbereich liegen, soviel mir bekannt ist, überhaupt noch keine Beobachtungen über das Verhalten ionisierter Gase vor. Die bisherigen Beobachter arbeiteten bei viel höheren Frequenzen und nahmen entweder überhaupt keine quantitative Auswertung vor oder beschränkten sich bei der Bearbeitung ihres Beobachtungsmaterials im wesentlichen auf die Folgerungen über den Einfluß der Ionisation auf die Dielektrizitätskonstante.

1) B. van der Pol, Diss. Utrecht 1920; Phil. Mag. [6] **38**, S. 352. 1919; H. Gutton u. J. Clément, L'onde électr. **6**, S. 137. 1927; S. Benner, Naturw. **17**, S. 120. 1929; L. Bergmann u. W. Düring, Ann. d. Phys. [5] **1**, S. 1041. 1929; H. Dänzer, Ann. d. Phys. [5] **2**, S. 27. 1929.

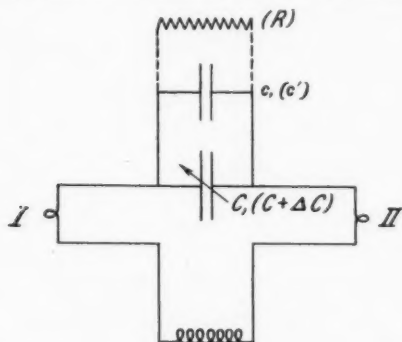
I. Die Messungen wurden an einem kleinen Plattenkondensator mit rechteckigen Platten ($1,8 \cdot 4,2$ cm), die eine Distanz von 0,45 cm hatten, vorgenommen; der *Ionisationskondensator*, wie ich den kleinen Plattenkondensator kurz nennen will, wurde durch einen seitlichen Schliff in ein 50 cm langes *Geißlerrohr* aus Glas von 5 cm Durchmesser eingeführt.



Die Platten des Kondensators, man vergleiche den Aufriß des Rohrs Fig. 1a, sowie den Schnitt des Rohrs an der Stelle der Platten Fig. 1b, waren parallel zur Richtung des Stromes im Geißlerrohr und symmetrisch zur Rohrachse orientiert. Der Abstand des unteren Plattenrandes von der Kathode betrug 2,3 cm. Die Elektroden für die Geißlerentladung waren Kreisscheiben aus Messing von etwa 5 cm Durchmesser. Sie hatten eine Distanz von 15 cm voneinander. Die Ansätze des

Rohres, die zur Pumpe und zum McLeod-Manometer führten, sowie zu einem Hahn, der zum Einlassen frischer Luft diente, sind aus der Skizze zu ersehen. Die Entladung wurde durch 800 Volt geliefert (Akkumulatorenbatterie), denen 90000 Ohm vorgeschaltet waren, der Entladungsstrom wurde mit einem Milliampèremeter gemessen.¹⁾

Das Verhalten des durch die Entladung im Ionisationskondensator in den leitenden Zustand versetzten Gases wurde erschlossen aus der *Verstimmung* und *Dämpfung* eines Resonanzkreises (Fig. 2), dessen Kondensator (einem geeichten Präzisions-



Schematische Schaltskizze der Versuchsanordnung

Fig. 2

Drehplattenkondensator mit geeichter Feineinstellung) der Ionisationskondensator parallel gelegt wurde. Die Schwingungen im Resonanzkreis erzeugte ein mittels der Schleife I angekoppelter Röhrensender, ihre Stärke wurde mit einem mittels Schleife II angekoppelten Detektor (Telefunken ED 39) gemessen. Bei der Leitungsführung mußte große Sorgfalt darauf gelegt werden, daß die Induktion vom Sender nur auf die dazu bestimmte Koppelschleife, sonst aber auf keine Leitungsteile stattfand. Eine Induktion auf die Leitungsdrähte vom Drehplattenkondensator zum Ionisationskondensator mußte unbedingt vermieden werden, da sie, wie aus dem folgenden hervorgeht, eine arge Fehlerquelle darstellt.

¹⁾ Die Versuchsanordnung ist analog der von B. van der Pol (vgl. vorige Anmerkung), dessen Arbeit mir jedoch erst nach der Niederschrift meiner Arbeit bekannt wurde.

Die eigentliche *Messung* ging in folgender Weise vor sich: Es wurde zunächst bei abgeschaltetem Ionisationskondensator die Kapazität C_0 des Drehplattenkondensators ermittelt, die zur Abstimmung auf die im Sender eingestellte Wellenlänge notwendig war. Sodann wurde der Ionisationskondensator parallelgeschaltet und die Kapazität des Drehplattenkondensators auf einen solchen Wert C verringert, daß wieder Resonanz vorhanden war. Diese wurde am Ausschlagsmaximum α_0 im Galvanometer des Detektorkreises erkannt. Die Differenz $C_0 - C$ stellt offenbar die Kapazität c des Ionisationskondensators mitsamt den Zuführungsdrähten dar, solange sein Gasinhalt nicht ionisiert ist. Es war bei allen Messungen $c = C_0 - C = 9,2$ cm. Nun wurde die Entladung im Geißlerrohr in Gang gesetzt und jene Kapazitätsänderung ΔC ermittelt, die am Drehplattenkondensator vorgenommen werden mußte, um die gestörte Resonanz wieder herzustellen. Das Strommaximum im Detektorkreis sei α_1 , es ist kleiner als α_0 ohne Entladung. Die Abnahme des Stromes im Galvanometer des Detektorkreises, die durch das Einsetzen der Entladung bewirkt wird, ist offenbar ein Maß für die Dämpfung, die durch das Leitendwerden des Gases im Kondensator bewirkt wird. Zahlenmäßig kann diese Dämpfung durch den Zusatzwiderstand q ausgedrückt werden, der in den Resonanzkreis, während das Gas im Ionisationskondensator noch nicht ionisiert ist, eingeschaltet werden muß, um die gleiche Stromänderung im Detektorkreis hervorzurufen, wie die durch die Gasionisation bewirkte. Aus den Größen C_0 , C , ΔC , q läßt sich die *Kapazität und der Widerstand des Ionisationskondensators bei der Entladung rechnen*: Der Widerstand R des Ionisationskondensators ist als parallel geschaltet zur Kapazität des Resonanzkreises zu betrachten, da der gesamte Strom im Ionisationskondensator gleich der Summe aus dem Verschiebungsstrom und dem Leitungsstrom ist. Die Kapazität des Resonanzkreises während der Entladung besteht aber aus der Kapazität $C + \Delta C$ des Drehplattenkondensators und aus der unbekannten Kapazität c' des Ionisationskondensators samt Zuführungen; wir wollen $c' + C + \Delta C = C'$ setzen. Im Resonanzkreis liegt also während der Entladung eine Parallelschaltung von C' und R , deren Komplexwiderstand offenbar direkt gemessen wird; er ist

$$q + \frac{i}{\omega C_0}.$$

Die Rechnung ergibt nun folgenden Zusammenhang zwischen den gemessenen Größen ϱ , C_0 und den gesuchten R und C' :

$$\varrho = \frac{R}{R^2 \omega^2 C'^2 + 1}$$

$$\frac{1}{\omega C_0} = \frac{R^2 \omega C'}{R^2 \omega^2 C'^2 + 1}.$$

Diese Formeln gelten aber natürlich nur, wenn die Induktion auf den Resonanzkreis vollständig außerhalb der Parallelschaltung vor sich geht. Aus diesen Formeln rechnet man:

$$R = \varrho \left(\frac{1}{\frac{\omega^2 C_0^2}{\varrho^2} + 1} \right)$$

$$\frac{1}{\omega C'} = \frac{1}{\omega_0 C_0} + \frac{\varrho^2}{\frac{1}{\omega C_0}}.$$

Bei meinen Messungen war stets, wie aus dem später folgenden Zahlenmaterial zu ersehen ist, $\frac{1}{\omega C_0}$ viel größer als ϱ , so daß einfach gerechnet werden konnte:

$$R = \frac{\frac{1}{\omega^2 C_0^2}}{\varrho}$$

und

$$\frac{1}{\omega C'} = \frac{1}{\omega C_0}.$$

Die erste dieser Beziehungen besagt also, daß der Widerstand des Ionisationskondensators gleich zu setzen ist dem Quotienten aus dem Quadrat des Scheinwiderstandes, der zur Abstimmung des Resonanzkreises nötigen Gesamtkapazität durch den Ersatzwiderstand ϱ , der dieselbe Dämpfung wie der Ionengehalt des Kondensators hervorruft. Aus der zweiten Beziehung folgt $C' = C_0$, oder wegen $C' = C + \Delta C + c'$ und $C_0 - C = c$

$$c' - c = -\Delta C$$

d. h. der gemessene Wert $-\Delta C$ ist direkt die Änderung, welche die Kapazität des Ionisationskondensators durch die Entladung erleidet.

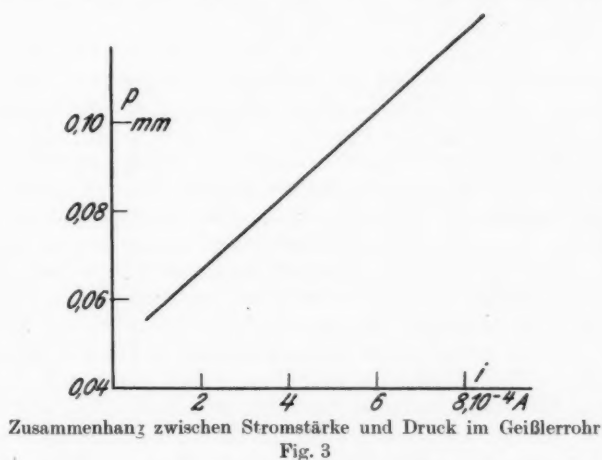
Die Ermittlung der Ersatzwiderstände geschah durch *Eichung der Versuchsanordnung mittels bekannter Normalwiderstände*. Als solche dienten kurze Drähtchen von 3—20 cm Länge aus Widerstandsmaterial von 0,18 mm Durchmesser — bei solchen Dicken ist der Skineffekt bei den Frequenzen, die zur Messung verwendet wurden, zu vernachlässigen —, die mit dicken Kupferenden in Quecksilbernäpfchen gleich neben dem Drehplattenkondensator des Resonanzkreises eingetaucht wurden. Nennt man den Resonanzstrom, der ohne besonderen eingeschalteten Dämpfungswiderstand im Resonanzkreis fließt, i_0 , so gilt $i_0 = \frac{e}{\varrho_0}$, wenn e die induzierte Spannung, ϱ_0 der wirksame Widerstand des Resonanzkreises ist. Wird nun ein Zusatzwiderstand ϱ_1 zugeschaltet, so wird ein Strom i_1 auftreten: $i_1 = \frac{e}{\varrho_0 + \varrho_1}$. Es ist also $\frac{i_0}{i_1} = 1 + \frac{\varrho_1}{\varrho_0}$. Es war nun sehr bequem, daß in dem zur Messung herangezogenen Strombereich die Ausschläge α_0 , α_1 des Galvanometers (es wurde ein Spiegelgalvanometer der Empfindlichkeit $2 \cdot 10^{-8}$ Amp./mm verwendet) dem Quadrat der Stromstärke im Resonanzkreis proportional waren, so daß also $\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} = 1 + \frac{\varrho_1}{\varrho_0}$ oder $\varrho_1 = \left(\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha_1}} - 1 \right) \varrho_0$ gesetzt werden konnte. Doch wurde diese Beziehung wiederholt mindestens mit drei verschiedenen Normalwiderständen ϱ_1 geprüft und vor jeder neuen Messung zur Bestimmung von ϱ_0 verwendet, das natürlich bei jeder Änderung im Aufbau des Resonanzkreises für verschiedene Wellenlängen und bei jeder Änderung in der Ankopplung des Detektorkreises einen anderen Wert besitzt.

Das Ziel der Untersuchung war, die Änderung der Werte R und ΔC bei verschiedenen Frequenzen der Schwingungen im Resonanzkreis zu ermitteln. Es konnten also nur solche Werte zum Vergleich herangezogen werden, für welche ganz dieselben Entladungsbedingungen vorhanden waren. Es war nicht ganz leicht, diese Forderung nach *Konstanz der Versuchsbedingungen* zu erfüllen. Denn einmal stieg der Gasdruck durch die Entladung und Hand in Hand damit die Entladungsstromstärke, was wohl nur durch kompliziertes Entgasen der Elektroden und Vermeidung der Fettschliffe zu verhindern gewesen wäre. Es mußte also nachgepumpt werden. Doch darf man dieses Nachpumpen nicht zu oft fortsetzen, da durch das Gasen der

Elektroden, die offenbar auch Fettdämpfe abgeben, der Gasinhalt des Rohres geändert wird. (Andere Entladungsstromstärke bei gleicher angelegter Spannung und gleichem Druck.) Es muß also der Luftinhalt erneuert werden. Aber auch das „Ermüden“ der Elektroden macht sich unangenehm bemerkbar: Trotz frischen Gasinhalts erhält man andere Werte für die Ersatzwiderstände ρ , wenn die Entladung lange Zeit hintereinander unterhalten wird, offenbar wegen einer oberflächlichen Elektrodenänderung, die eine Änderung der Entladungsträger mit sich bringt, was scheinbar bei den verwendeten Messingelektroden besonders leicht eintritt. Bei einigen Vorversuchen wurden Aluminiumelektroden verwendet, bei denen das „Ermüden“ weniger deutlich zutage trat. Doch war mit diesen Elektroden die Entladung so unstet, daß sie auf den Detektorkreis eine Wirkung ausübte, die schwer von der Wirkung der vom Sender induzierten Schwingung getrennt werden konnte, da sie sehr unregelmäßig war. Um also nicht durch das Ermüden der Messingelektroden geänderte Versuchsbedingungen zu haben, mußte zwischen den einzelnen Beobachtungen mehrere Stunden gewartet werden. Es wurde dann vor der Vornahme einer Versuchsreihe stets frische, trockene Luft ins Rohr eingelassen, sodann auf etwa 0,05 mm gepumpt und die Entladung in Gang gesetzt. Es begann dann sofort der Druck zu steigen, und zwar zuerst so rasch, daß die Beobachtung der Kapazitätsänderung ΔC sowie der Resonanzstromänderung, die doch einige Zeit brauchte, nicht vorgenommen werden konnte. Wurde aber dann, nachdem der Druck auf etwa 0,12 mm gestiegen war, noch einmal gepumpt, so war dann die Druckzunahme durch die Entladung schon viel langsamer, so daß während der Zeit, die eine Beobachtung beansprucht, der Druck als konstant angesehen werden konnte. Auch nach nochmaligem Pumpen ergab sich noch keine wesentliche Änderung der Beobachtungen. Es wurden also für etwa 10 verschiedene Stromstärken zwischen 1 und $8 \cdot 10^{-4}$ Amp. (entsprechend den Drucken 0,06–0,12 mm) zweimal hintereinander die zugehörigen Werte von ΔC und der Resonanzstromänderungen festgestellt. Eine neue Beobachtungsserie konnte dann aber erst nach etwa 3 Stunden aufgenommen werden. Neben den Schwierigkeiten, die Entladungsbedingungen konstant zu halten, hat man aber noch mit den oft unvermeidlichen Senderschwan-

kungen zu kämpfen, die sich sowohl bei der Feststellung der Resonanzmaxima α_0 und α_1 sowie bei der Eichung (Ermittlung des wirksamen Widerstandes ϱ_0 des Resonanzkreises) äußerst unangenehm bemerkbar machen und in einer fehlerhaften ϱ -Bestimmung auswirken. Diese Schwierigkeiten muß man sich bei der Beurteilung des Zahlenmaterials, das den Schlußfolgerungen dieser Arbeit zugrunde liegt, vor Augen halten.

II. Im folgenden sollen nun die Messungsergebnisse angegeben werden. Es wurden für acht verschiedene Frequenzen $\omega = 0,78$ bis $3,25 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ insgesamt 80 Kurven über die Änderung der



Widerstände ϱ , welche die durch die Gasionisation im kleinen Versuchskondensator bewirkte Dämpfung ersetzen, mit der Stromstärke i im Geißlerrohr aufgenommen. Jeder Stromstärke ist ein ganz bestimmter Druck zugeordnet. Der Zusammenhang zwischen Stromstärke und Druck wurde gleich zu Beginn der Versuche ein für allemal festgelegt durch eine exakte Parallelbeobachtung von Druck (mit dem McLeod gemessen) und Stromstärke und dann später nur ab und zu nachgeprüft. Die Fig. 3 zeigt das Ergebnis dieser Messungen. Die Klemmspannung am Rohr schwankte ein wenig mit der Stromstärke, und zwar zwischen etwa 830 und 770 Volt, da der vorgeschaltete Widerstand bei den Messungen konstant gehalten wurde.

Die zur Messung verwendete Wechselspannung am Ionisationskondensator war bei allen Messungen etwa von der Größenordnung 0,05 Volt. Es zeigte sich keine Änderung der beobachteten Ersatzwiderstände ϱ bei Änderung dieser Spannung. Sie konnte aus der mit Thermoelement gemessenen Stromstärke in der zur Ankopplung dienenden Schleife des Senders und aus der Gegeninduktivität der Koppelvorrichtung berechnet werden. Im Falle $\omega = 0,89 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ variierte ich die Spannung am Meßkondensator zwischen etwa 0,05 und 3 Volt ohne eine Änderung der ϱ -Werte zu finden. Auch bei anderen Frequenzen überzeugte ich mich öfters, daß Spannungsänderungen ohne Einfluß auf die Widerstandsbestimmungen waren.

Das gesamte Beobachtungsmaterial mußte im Hinblick auf die Forderung, daß das endgültig herangezogene Material gleichen Entladungsbedingungen entsprechen müsse, sorgfältig gesichtet werden. Die Figg. 4a und b geben zwei der endgültig verwendeten Doppelbeobachtungen wieder; als Abszissen sind die Stromstärken im Entladungsrohr, als Ordinaten die Ersatzwiderstände ϱ aufgetragen. Die Punkte und Ringe der Fig. 4a wurden für $\omega = 0,89 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$ durch zwei um einen Tag auseinanderliegende Beobachtungen (in der Zwischenzeit blieb das Rohr ohne Entladung) nach dem ersten Nachpumpen gewonnen. Die Fig. 4b gilt für $\omega = 3,25 \cdot 10^7 \text{ sec}^{-1}$. Die Punkte und Ringe geben zwei aufeinanderfolgende Beobachtungen wieder. Die Punkte sind nach dem ersten Nachpumpen, die Ringe nach dem zweiten Nachpumpen erhalten worden. Es ist in beiden Fällen eine ausgleichende Kurve durch die Beobachtungspunkte gelegt. In analoger Weise wurden auch für die übrigen Frequenzen die geeignetsten Beobachtungen ausgewählt und zur Aufstellung der Tab. 1 verwertet, in der zu 7 verschiedenen Stromstärken i im Geißlerrohr die Ersatzwiderstände ϱ , welche aus Kurven von der Art der Fig. 4 entnommen wurden, sowie die daraus mittelst des Scheinwiderstandes $\frac{1}{\omega C_0}$ errechneten Werte R des Widerstandes des Ionisationskondensators angegeben sind, und zwar für acht zur Beobachtung gelangende Frequenzen, die am Kopf jeder Vertikalspalte ersichtlich sind. Die Kurven der Fig. 5 zeigen die *Abhängigkeit der Widerstände R von der Frequenz*. Als Abszissen sind die Quadrate der zyklischen Frequenz gewählt, die Widerstände des Ionisationskondensators, deren Werte direkt der

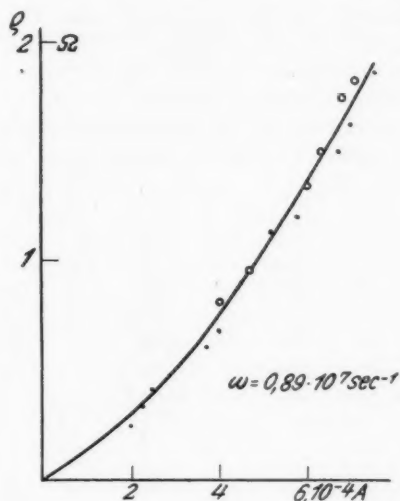
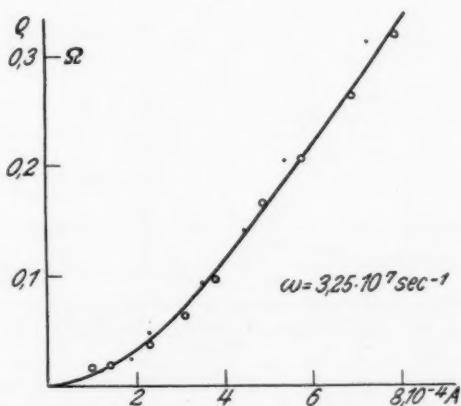


Fig. 4a



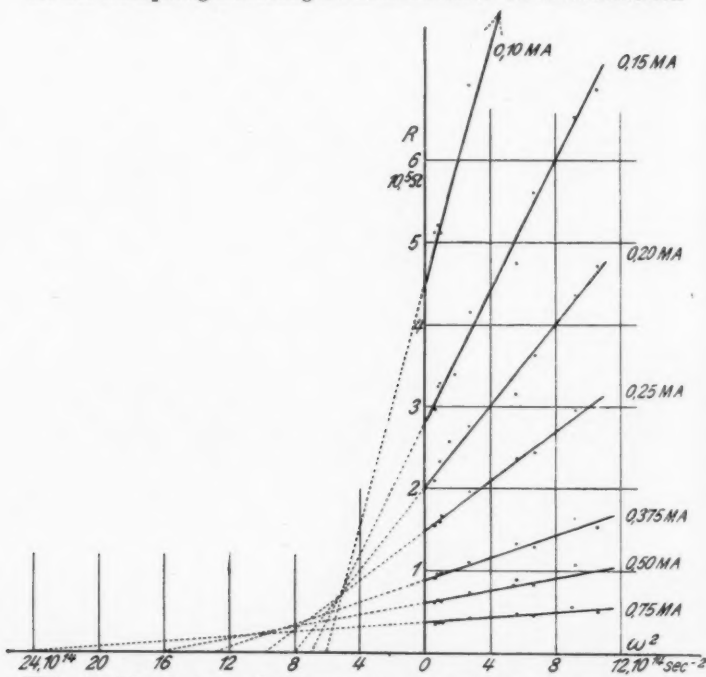
Ersatzwiderstände bei verschiedenen Stromstärken im Geißlerrohr

Fig. 4b

Tab. 1 entnommen sind, sind die Ordinaten. Punkte, die zu gleichen Stromstärken im Entladungsrohr gehören, sind verbunden. Man erkennt, daß die zu einer und derselben Strom-

stärke gehörenden Beobachtungspunkte auf Geraden liegen und man wird sich über die an manchen Stellen beträchtlichen Abweichungen nicht wundern, wenn man die oben auseinander-gesetzten Meßschwierigkeiten bedenkt.

Die bisher besprochenen Beobachtungen beziehen sich auf die der Dämpfungsänderung im Resonanzkreis zu entnehmenden



Widerstand des Ionisationskondensators in Abhängigkeit von der Frequenz bei verschiedenen Stromstärken im Geißlerrohr

Fig. 5

Leitungswiderstände des Ionisationskondensators, während die Entladung durch das Rohr geht. Es wird aber durch die Entladung der Resonanzkreis auch um einen Betrag ΔC verstimmt, von dem oben auseinandergesetzt wurde, daß er direkt als *Kapazitätsänderung des Ionisationskondensators* angesprochen werden kann. Es zeigte sich nun bei allen acht Beobachtungsreihen, also ganz unabhängig von der Frequenz, bei gleicher

Tabelle 1

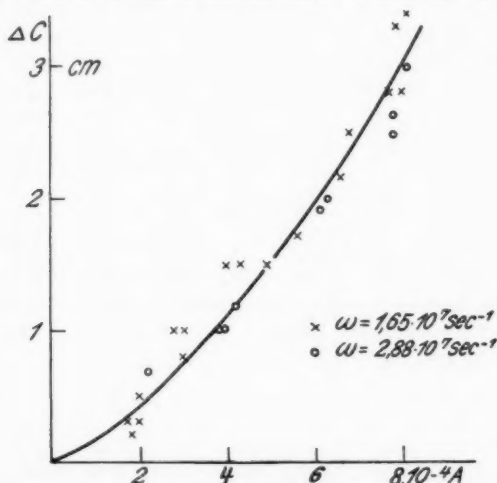
	$\omega = 0,78 \cdot 10^7$		$0,89 \cdot 10^7$		$0,95 \cdot 10^7$		$1,65 \cdot 10^7$	
	$\lambda = 242 \text{ m}$		212 m		198 m		114 m	
	$\frac{1}{\omega C_0} = 225 \Omega$		261 Ω		286 Ω		129 Ω	
$i \cdot 10^4$ Amp.	$\frac{\rho}{\text{Ohm}}$	$R \cdot 10^{-3}$ Ohm	$\frac{\rho}{\text{Ohm}}$	$R \cdot 10^{-3}$ Ohm	$\frac{\rho}{\text{Ohm}}$	$R \cdot 10^{-3}$ Ohm	$\frac{\rho}{\text{Ohm}}$	$R \cdot 10^{-3}$ Ohm
1,0	0,10	507	0,13	522	0,16	510	0,024	693
1,5	0,17	298	0,21	324	0,25	327	0,040	415
2,0	0,24	210	0,31	220	0,35	233	0,060	276
2,5	0,32	158	0,42	162	0,49	167	0,084	198
3,75	0,55	92	0,71	96	0,86	95	0,150	110
5,0	0,82	62	1,07	64	1,30	63	0,224	74
7,5	1,50	34	1,89	36	2,33	35	0,396	42

	$\omega = 2,37 \cdot 10^7$		$2,62 \cdot 10^7$		$3,04 \cdot 10^7$		$3,25 \cdot 10^7$	
	$\lambda = 80 \text{ m}$		72 m		62 m		58 m	
	$\frac{1}{\omega C_0} = 195 \Omega$		150 Ω		140 Ω		123 Ω	
$i \cdot 10^4$ Amp.	$\frac{\rho}{\text{Ohm}}$	$R \cdot 10^{-3}$ Ohm	$\frac{\rho}{\text{Ohm}}$	$R \cdot 10^{-3}$ Ohm	$\frac{\rho}{\text{Ohm}}$	$R \cdot 10^{-3}$ Ohm	$\frac{\rho}{\text{Ohm}}$	$R \cdot 10^{-3}$ Ohm
1,0	0,045	842	0,022	1020	0,018	1090	0,012	1260
1,5	0,080	476	0,040	560	0,036	652	0,022	687
2,0	0,12	317	0,062	363	0,045	435	0,032	472
2,5	0,16	238	0,092	244	0,066	296	0,050	302
3,75	0,285	133	0,172	130	0,12	163	0,10	151
5,0	0,43	89	0,274	82	0,182	108	0,16	94
7,5	0,80	48	0,490	46	0,350	56	0,30	50

Stromstärke im Entladungsrohr, die gleiche Kapazitätsänderung ΔC , und zwar war ΔC stets negativ, $c' - c$ also positiv, d. h. die Kapazität des Ionisationskondensators vermehrte sich bei der Entladung um den Betrag ΔC . Aus Fig. 6 kann man die Werte von ΔC für verschiedene Stromstärken entnehmen; die Punkte sind die Werte, welche für $\omega = 2,88 \cdot 10^7$ gefunden wurden, die Kreuze die für $\omega = 1,65 \cdot 10^7$. Nur um die Kurve nicht mit Punkten zu überhäufen, sind die Beobachtungen bei den anderen Frequenzen nicht eingezeichnet, welche ebenfalls keine größeren Abweichungen von der den späteren Rechnungen zugrunde gelegten eingezeichneten, ausgleichenden Kurve zeigen.

III. Ich will nun auseinandersetzen, wie weit diese Beobachtungsergebnisse als mit der bestehenden Theorie in Einklang

angesehen werden können. Die Theorie ergibt für die Abhängigkeit der Leitfähigkeit A eines ionisierten Gases von der Frequenz folgende Formel, in der e die Ladung, m die Masse der Ionen,



Kapazitätzunahme des Ionisationskondensators durch die Entladung
Fig. 6

Z die Zahl der Zusammenstöße eines Ions in der Sekunde mit den Gasmolekülen bedeutet:

$$A = \frac{e^2 N}{m} \frac{Z}{\omega^2 + Z^2} \quad 1)$$

oder

$$A = A_0 \frac{Z^2}{\omega^2 + Z^2} \quad \text{e. st. E.,}$$

wenn $A_0 = \frac{e^2 N}{m Z}$ für die Leitfähigkeit in konstantem Feld geschrieben wird.

Ein Kondensator mit der Widerstandskapazität K hat also einen Widerstand

$$R = \frac{K}{A} = \frac{K}{A_0 Z^2} (Z^2 + \omega^2)$$

oder

$$R = R_0 \left(1 + \frac{\omega^2}{Z^2} \right),$$

1) Die Formel wurde zum ersten Male in dieser Gestalt von J. Salpeter, Jahrb. f. drahtl. Tel. 8. S. 247. 1914 angegeben, vergleiche dazu H. Benndorf und A. Székely, Ztschr. f. Hochfrequ. 31. S. 43. 1928.

wo $R_0 = \frac{K}{A_0} = \frac{K m Z}{e^2 N}$ den Grenzwert bedeutet, dem R bei abnehmender Frequenz zustrebt. Die Theorie fordert also ein dem Quadrat der Frequenz proportionales Ansteigen des Widerstandes, was die Beobachtungen, man vergleiche die Fig. 5, bestätigen. Es lassen sich aus diesen Geraden die Werte von R_0 , das sind die Abschnitte auf der Ordinatenachse, sowie die Werte von Z , deren Quadrate durch die Abschnitte der nach rückwärts verlängerten Geraden auf der Abszissenachse gegeben sind, ablesen. In Tab. 2 findet man zu den Stromstärken i

Tabelle 2

1	i	1,0	1,5	2,0	2,5	3,75	5,0	7,5	$\cdot 10^{-4}$ Amp.
2	p	0,0575	0,062	0,066	0,072	0,083	0,094	0,115	mm Hg
3	R_0	450	280	203	150	88,6	61,0	37,0	$\cdot 10^3$ Ohm
4	$Z_{\text{beob.}}$	2,46	2,65	2,86	3,12	3,59	4,06	4,98	$\cdot 10^7$ sec $^{-1}$
5	$Z_{\text{ger.}}$	2,30	2,48	2,64	2,88	3,32	3,76	4,60	$\cdot 10^7$ sec $^{-1}$
6	$Z_{\text{beob.}}$								
	$Z_{\text{ger.}}$	1,07	1,07	1,08	1,07	1,08	1,08	1,08	
7	$\frac{N}{K}$	1,82	3,13	4,62	6,81	13,3	21,8	44,0	$\cdot 10^5$ cm $^{-2}$
8	(N)	0,78	1,34	1,98	2,92	5,70	9,36	18,8	$\cdot 10^4$ cm $^{-3}$
9	(D_0)	0,95	0,93	0,91	0,89	0,83	0,79	0,71	
10	(D)	0,97	0,96	0,94	0,92	0,87	0,83	0,75	
11	ΔC	0,18	0,28	0,42	0,58	1,02	1,50	2,40	cm
12	$1 + \frac{\Delta C}{c_i}$	1,08	1,12	1,18	1,25	1,43	1,64	2,03	
13	K'	3,95	3,81	3,62	3,42	2,99	2,60	2,11	$\cdot 10^2$ cm $^{-1}$
14	N	0,72	1,19	1,67	2,34	3,98	5,69	9,30	$\cdot 10^4$ cm $^{-3}$
15	D_0	0,96	0,94	0,92	0,91	0,88	0,87	0,86	
16	D	0,97	0,96	0,95	0,94	0,92	0,90	0,88	
17	A_0	0,79	1,22	1,61	2,06	3,05	3,84	5,15	$\cdot 10^5$ sec $^{-1}$

(erste Zeile), denen die Drucke p (zweite Zeile) zugehören, die den Geraden der Fig. 5 entnommenen Werte von R_0 ¹⁾ (dritte Zeile) und Z (vierte Zeile).

Doch kann man von einer Bestätigung der Theorie offenbar nur reden, wenn sich die Größe der beobachteten Werte von Z

1) Man könnte daran denken, die Werte von R_0 , das sind die Gleichstromwiderstände des Ionisationskondensators, durch Anlegen niedriger, bekannter Gleichspannungen an den Kondensator und Messung des durch ihn fließenden Gleichstromes direkt zu messen. Das ist aber wegen der auf den Platten sich ausbildenden Ladungsschichten (Polarisation in der Geißlerentladung, vgl. E. Rumpf, Ann. d. Phys. 59. S. 1. 1919 und Ann. d. Phys. 62. S. 173. 1920) nicht möglich, man erhält viel höhere „Scheinwiderstände“.

durch eine plausible Annahme über die Elektrizitätsträger, welche die Leitung besorgen, deuten läßt. Man muß daher überlegen, welche Sorte von den verschiedenen, im negativen Glimmlicht vorhandenen Elektrizitätsträgern für die Leitfähigkeit in hochfrequenten Feldern maßgebend ist. Es läßt sich leicht einsehen, daß das die freien Elektronen sind, da sie, selbst wenn sie in viel geringerer Zahl als die Ionen vorhanden sind, die Größe der Leitfähigkeit allein bestimmen. Man braucht sich dazu nur berechnen, in welchem Verhältnis die Leitfähigkeit eines Gases, die durch eine bestimmte Zahl von Elektronen bewirkt wird, zu der Leitfähigkeit steht, welche durch eine gleiche Zahl von Ionen hervorgerufen wird. Es ist offenbar, wenn wir die auf Elektronen bezüglichen Größen für den Augenblick mit einem ε als Index versehen, das Verhältnis der Leitfähigkeiten für $\omega = 0$

$$\frac{A_{0\varepsilon}}{A_0} = \frac{mZ}{m_\varepsilon Z_\varepsilon} \quad \text{und weil} \quad Z = \frac{U}{l}, \quad Z_\varepsilon = \frac{U_\varepsilon}{l_\varepsilon}$$

wenn die U die mittleren Geschwindigkeiten, die l die freien Weglängen bedeuten:

$$\frac{A_{0\varepsilon}}{A_0} = \frac{m}{m_\varepsilon} \cdot \frac{U}{U_\varepsilon} \cdot \frac{l_\varepsilon}{l},$$

und da

$$\frac{U}{U_\varepsilon} = \sqrt{\frac{m_\varepsilon}{m}} \quad \text{und} \quad \frac{l_\varepsilon}{l} = 4\sqrt{2}$$

ist bei gleichen Gasbedingungen, so gilt also

$$\frac{A_{0\varepsilon}}{A_0} = \sqrt{\frac{m}{m_\varepsilon}} \cdot 4\sqrt{2} = 244 M,$$

wenn M das Molekulargewicht der zum Vergleich mit den Elektronen herangezogenen Ionen bedeutet. Im Fall von O_2 -Ionen hat man also z. B. $\frac{A_{0\varepsilon}}{A_0} = 1380$. Für das Verhältnis der Leitfähigkeiten bei Wechselstrom der Frequenz ω erhält

man den Wert $1380 \frac{1 + \left(\frac{\omega}{Z}\right)^2}{1 + \left(\frac{\omega}{Z_\varepsilon}\right)^2}$, d. h., da Z die Stoßzahl eines

Ions, viel kleiner als Z_ε die Stoßzahl eines Elektrons ist, einen noch größeren Wert.

Man kann also versuchen, die beobachteten Z -Werte durch die Annahme zu erklären, daß die Leitfähigkeit des Ionisations-

kondensators durch freie Elektronen hervorgerufen ist. Und da man ferner erkennt, daß die langsamen Elektronen, welche eine geringere Zahl von Zusammenstößen pro Sekunde erleiden, einen größeren Beitrag zur Leitfähigkeit liefern, so kann man die beobachteten Z -Werte unter der Annahme zu berechnen versuchen, daß sie die Stöße darstellen, welche die abgebremsten Elektronen, die sich im thermischen Gleichgewicht mit den Luftmolekülen befinden, in einer Sekunde erleiden. Dann ist $U = 1,07 \cdot 10^7$ cm/sec¹⁾ bei einer Temperatur von 20° C, $l = \frac{2,66 \cdot 10^{-2}}{p}$ cm²⁾ (p in Millimetern Quecksilber), also

$$Z = 4,0 \cdot 10^8 p \text{ sec}^{-1}.$$

Für die verschiedenen Drucke, für die in der Tab. 2 die beobachteten Z -Werte angegeben sind, rechnen sich darnach die Werte der fünften Zeile der Tab. 2. Vergleicht man sie mit den darüber stehenden beobachteten Werten, so findet man eine gute Übereinstimmung in der Größenordnung. Bildet man das Verhältnis der beobachteten zu den berechneten Werten, so findet man, vgl. Zeile 6, daß durchaus die beobachteten Werte um 7—8 Proz. größer als die gerechneten sind. Da aber wegen eines allfälligen Druckgefälles im Rohr, sowie wegen einer ungenauen Eichung des McLeod den beobachteten Drucken einige Unsicherheit anhaftet, man es auch vielleicht im Ionisationskondensator mit einer erhöhten Temperatur zu tun hat, so kann man wohl den Schluß nicht von der Hand weisen, daß zwischen Theorie und Beobachtung die beste Übereinstimmung

1) Für Luft ist nach den Tabellen von Landolt-Börnstein, 5. Aufl., die thermische Geschwindigkeit der Moleküle bei 0° C $4,47 \cdot 10^4$ cm/sec. Daher ist die thermische Geschwindigkeit des Elektrons bei 20° C

$U_e = 4,47 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{293}{273}} \sqrt{\frac{m}{\mu}}$, wenn $\mu = 1,65 \cdot 10^{-24} \cdot 29$ g für die Masse eines Luftmoleküls gesetzt wird. Das gibt den oben angegebenen Wert.

2) Die mittlere Weglänge eines Luftmoleküls bei 760 mm Druck und 0° C. ist (vgl. die Tabellen von Landolt-Börnstein) $6,08 \cdot 10^{-6}$ cm. Zur Korrektur auf die Temperatur von 20° C wurde dieser Wert nach Sutherland (vgl. das Lehrbuch von Müller-Pouillet, Bd. III, S. 48 u. 66) mit $\frac{293}{273} \cdot \frac{273 + 119,4}{293 + 119,4} = 1,02$ multipliziert. Die freie Weglänge des Elektrons ist daher bei 20° C und p mm Druck:

$$l_e = 4 \cdot \sqrt{2} \cdot 6,08 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{760}{p} \cdot 1,02.$$

besteht und daß die bei den verwendeten hohen Frequenzen beobachtete Leitfähigkeit des Ionisationskondensators durch Elektronen, welche annähernd im thermischen Gleichgewicht mit den Gasmolekülen stehen, hervorgerufen ist.

Man kann aus den Werten von R auch die Zahl N der an der Leitung der hochfrequenten Ströme beteiligten Elektronen berechnen. Bestimmt man aus der Formel für $R_0 = \frac{K}{N} \frac{m}{e^2 Z}$

den Wert von $\frac{N}{K} = \frac{m}{e^2 Z R_0}$ und setzt darin für e die Ladung, für m die Masse des Elektrons und für Z die beobachteten Werte der Zeile 4 (Tab. 2) ein, so erhält man die in Zeile 7 angegebenen Werte. Will man N selbst wissen, so muß man sich K verschaffen. Es wurde oben angegeben, daß sich als Kapazität des Ionisationskondensators mitsamt seinen Zuführungsdrähten durch die direkte Messung der Wert 9,2 cm ergab. Es ist klar, daß der größere Teil dieses Betrages den Zuführungsdrähten zukommt; doch läßt sich deren Kapazität, da sie zu einem Teil in einem längeren Glasschliff vergossen waren, nicht berechnen. Man wird besser die Kapazität c_i des Ionisationskondensators aus den Dimensionen berechnen. Man kann eine annähernde Randkorrektur erhalten, wenn man diese der Korrektur für einen Kreisplattenkondensator mit gleichem Plattenumfang und gleicher Plattendistanz gleichsetzt. Tut man dies, so erhält man den Wert $c_i = 2,84$ cm für die Kapazität des Ionisationskondensators. Da das 4π -fache der Widerstandskapazität dem reziproken Wert der elektrostatischen Kapazität gleichgesetzt werden kann, so erhält man für K den Wert $4,28 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ und damit für N die als (N) bezeichneten Werte der Zeile 8.

Eine Korrektur dieser N -Werte ergibt sich durch eine Diskussion der in Fig. 4 dargestellten Beobachtungen der Kapazitätsänderungen ΔC des Ionisationskondensators bei der Entladung. Die Theorie ergibt für die Dielektrizitätskonstante D eines ionisierten Gases die Formel¹⁾

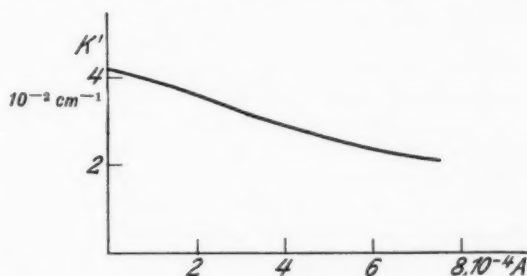
$$D = 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m} \frac{1}{\omega^2 + Z^2} = 1 - 4\pi \frac{A_0}{Z} \cdot \frac{1}{1 + \left(\frac{\omega}{Z}\right)^2}.$$

Es muß also die Kapazität eines Kondensators durch Ionisation seines Gasvolumens abnehmen. Rechnet man mit den in

1) Vgl. die Anm. auf S. 124 dieser Arbeit.

der Zeile 8 angegebenen Werten der Elektronendichte (N) die Dielektrizitätskonstante D_0 für die Grenze $\omega = 0$, so erhält man die in Zeile 9 angegebenen Werte (D). Bei größeren Frequenzen sind nach der Theorie die Abweichungen von 1 kleiner. Zeile 10 enthält die Werte von D für $\omega = 2 \cdot 10^1 \text{ sec}^{-1}$, wieder mit den approximativen Werten (N) der Zeile 8 gerechnet.

Man muß sich angesichts dieser theoretischen Forderung die Frage stellen, ob nicht die beobachtete, ziemlich erhebliche Kapazitätsvermehrung, die sich bei allen Frequenzen in gleicher Größe zeigte, als Versagen der Theorie zu betrachten ist. Nun ist aber die Theorie, die zur Berechnung der Dielektrizitäts-



Widerstandskapazität des Ionisationskondensators bei verschiedenen Stromstärken im Geißlerrohr

Fig. 7

konstante führt, dieselbe wie die für die Leitfähigkeit, sie ist also bereits durch die Widerstandsbeobachtungen erhärtet. Es bleibt infolgedessen nur der Schluß, daß die beobachtete Kapazitätsvermehrung des Ionisationskondensators bei der Entladung eine andere Ursache als die Ionisation des Gases hat. Ich glaube, sie darauf zurückführen zu müssen, daß durch die Entladung an der Wand des Geißlerrohres sich Ladungen ausbilden, die ein Feld zwischen den Platten des Ionisationskondensators und den benachbarten Wandteilen verursachen. Es werden also Kraftlinien nicht nur zwischen den Platten, sondern auch von diesen weg zu der Rohrwand verlaufen, wodurch es zu einer Erhöhung der Kapazität c_i kommt. Die beobachteten Werte von ΔC können vielleicht als eine in solcher Weise zustande kommende, mit wachsender Stromstärke im

Entladungsrohr steigende Kapazitätserhöhung gedeutet werden.¹⁾ Natürlich muß man auch eine Erniedrigung der Dielektrizitätskonstante der verdünnten Luft entsprechend der Theorie annehmen. Doch ist dieser Effekt im Vergleich zu dem anderen so klein, da die Dielektrizitätskonstante bei den verwendeten hohen Frequenzen den Wert 1 ja nur um wenige Prozente unterschreitet (vgl. Zeile 10), daß er sich der Beobachtung

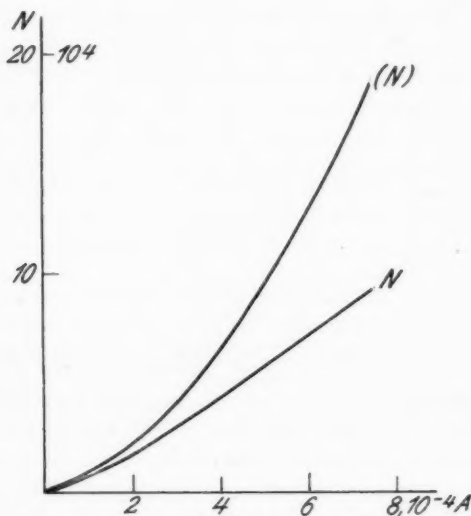


Fig. 8

entzieht, da diese überdies, wie aus der Streuung der Beobachtungspunkte der Fig. 6 zu ersehen ist, überhaupt nicht allzu genau ausgeführt werden kann. An Stelle des Wertes $K = \frac{1}{4\pi c_1}$

1) Auch van der Pol, vgl. die Anm. auf S. 112, fand mit einer analogen Apparatur bei viel höheren Frequenzen Kapazitätserhöhungen durch die Entladung. Er glaubt sie dadurch hervorgerufen, daß im Kondensator Schichten verschiedener Leitfähigkeit und Dielektrizitätskonstante aneinander grenzen. Doch scheinen sich einer solchen Erklärung wegen der Unabhängigkeit der Erscheinung von der Frequenz meiner Ansicht nach Schwierigkeiten in den Weg zu stellen.

wird also der Wert $K' = \frac{1}{4\pi(c_i + \Delta C)} = \frac{K}{1 + \frac{\Delta C}{c_i}}$ anzusetzen

sein. Die Zeilen 11 und 12 in Tab. 2 enthalten die zur Berechnung der Werte von K' dienenden ΔC , sowie die Ausdrücke $1 + \frac{\Delta C}{c_i}$; in Zeile 13 sind die Werte von K' selbst, deren Änderung mit der Stromstärke aus der Fig. 7 zu ersehen ist, verzeichnet. Zeile 14 enthält die mittelst dieser Werte für die Widerstandskapazität aus den Zahlen N/K der Zeile 7 berechneten Werte N , der durchschnittlich in 1 cm^3 an der Stromleitung beteiligten Elektronen. Mit diesen korrigierten N -Werten sind die Dielektrizitätskonstanten D_0 für $\omega = 0$ (Zeile 15) und D für $\omega = 2,10^7$ (Zeile 16) berechnet.

In der Fig. 8 sind die Werte (N) der Zeile 8 sowie die korrigierten Werte N der Zeile 14 in ihrer Abhängigkeit von der Stromstärke im Entladungsrohr aufgetragen. Man erkennt, daß die Zahl der den Konvektionsstrom durch den Kondensator tragenden Elektronen zuerst rascher als linear, dann linear mit der Stromstärke im Entladungsrohr steigt. Dazu ist zu bemerken, daß bei den niedrigsten zur Beobachtung gelangenden Stromstärken der helle Saum des Glimmlichtes sich gerade am oberen Rand des Kondensators befindet (der untere Teil des Kondensators ist noch im Hittorfschen Dunkelraum), bei steigenden Stromstärken aber immer weiter nach unten wandert.

Aus den Zahlen N lassen sich natürlich nun auch die durch sie hervorgerufenen Leitfähigkeiten berechnen. Zeile 16 enthält deren Werte A_0 für $\omega = 0$ für verschiedene Stromstärken im Entladungsrohr. Die Größenordnung ist die von sehr trockener Erde oder die von H. Benndorf¹⁾ für atmosphärische Luft in 60—80 km Höhe aus plausiblen Überlegungen gefolgerte.

Ich werde in einer späteren Arbeit die vorliegenden Beobachtungen über die Wechselstromleitfähigkeit im negativen Glimmlicht evtl. unter Heranziehung neuer Beobachtungen zu Folgerungen über die Art und Geschwindigkeit der Träger einer Geißlerentladung benützen.

Es scheint mir nicht aussichtslos zu sein, die von mir benützte Methode unter Verwendung eines kleinen Sonden-kondensators²⁾ (der von mir verwendete große Kondensator

1) Phys. Ztschr. 27. S. 686. 1926.

2) Oder in der Weise wie van der Pol es tut, mit verschiebbaren Außenbelegungen am Rohr.

dürfte wohl eine beträchtliche Störung der Glimmentladung darstellen) zu einer ausgedehnten Untersuchung der Glimmentladung zu verwerten.

Zusammenfassung

Der Widerstand eines im negativen Glimmlicht befindlichen Plattenkondensators zeigte die von der Theorie geforderte Abhängigkeit von der Frequenz des zur Messung dienenden Wechselstromes: d. h. ein dem Quadrat der Frequenz proportionales Ansteigen. Die den Widerstand bedingenden Elektrizitätsträger wurden als Elektronen, die im thermischen Gleichgewicht mit den Gasmolekülen stehen, erkannt.

Die vorliegende experimentelle Bestätigung der Theorie über das Verhalten ionisierten Gases beim Durchgang von hochfrequenten Schwingungen erscheint deswegen von besonderem Interesse, weil in einem in der drahtlosen Telegraphie gebräuchlichen Frequenzbereich, bei einem Druck und mit einer Ionisation der Art und Stärke, wie sie in der Heavisideschicht in 60—80 km Höhe zu erwarten ist, beobachtet wurde.

Es wird vorgeschlagen, durch Widerstandsmessungen mittelst hochfrequenter Ströme nach der in der Arbeit auseinander gesetzten Methode die Glimmentladung zu untersuchen.

(Eingegangen 12. August 1929)

g
t-

n
e
n
o-
s-
t

e
i-
n
i-
n
n

n
i-
-